

ISSN 0320-0108

Том 49, Номер 10

Октябрь 2023



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ВЫПУСК

Материалы конференции "Физика нейтронных звезд - 2023"

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 10, 2023

Конференция “Физика нейтронных звезд-2023”	625
Поиск вращающихся радиотранзиентов в Пушинском многолучевом обзоре <i>С. А. Тюльбашев, М. А. Китаева, Е. А. Брылякова, В. С. Тюльбашев, Г. Э. Тюльбашева</i>	626
Обнаружение радиоизлучения от гемингаподобного гамма-пульсара J1836+5925 <i>В. М. Малофеев, О. И. Малов, Д. А. Теплых, М. А. Тимиркеева</i>	633
Проверка гипотезы о существовании планеты, обращающейся вокруг пульсара B0329+54 (J0332+5434) <i>В. А. Потапов, С. А. Андрианов</i>	641
Эволюционный статус долгопериодических радиопульсаров <i>М. Д. Афонина, А. В. Бирюков, С. Б. Попов</i>	647
Влияние искривления пространства на момент инерции магнитного поля пульсара <i>А. А. Матевосян, Д. П. Барсуков</i>	654
Нейтронные звезды с максимальной массой — ключ к физике сверхплотного вещества <i>Д. Д. Оффенгейм, П. С. Штернин, Ц. Пиран</i>	661
Наведенное магнитное поле в аккреционных дисках вокруг нейтронных звезд <i>А. В. Кузин</i>	669
Гидродинамическое моделирование структуры аккреционного канала рентгеновского пульсара с учетом резонансного рассеяния <i>И. Д. Маркозов, А. Д. Каминкер, А. Ю. Потехин</i>	677
О влиянии магнитной турбулентности на спектры послесвечения гамма-всплесков <i>Ю. А. Уваров, А. М. Быков</i>	686

КОНФЕРЕНЦИЯ “ФИЗИКА НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД-2023”

DOI: 10.31857/S032001082310008X, EDN: OHUSVZ

Текущий (октябрьский) и декабрьский выпуски журнала “Письма в Астрономический журнал” за 2023 г. будут посвящены публикации трудов конференции “Физика нейтронных звезд-2023”.

Конференции серии “Физика нейтронных звезд” проводятся на базе Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург) с 1988 г. Сначала в статусе всесоюзного/всероссийского совещания, а позже — всероссийской конференцией с международным участием. Конференции 2014 и 2017 гг. были международными. Из-за пандемии собрать российских и зарубежных астрофизиков в 2020–21 гг. не удалось, поэтому конференцию, прошедшую 1014 июля 2023 г. (www.ioffe.ru/astro/NS2023), все ждали с понятным нетерпением. Конференция была посвящена различным аспектам физики и астрофизики, так или иначе связанным с нейтронными звездами. Сегодня эти вырожденные звезды наблюдаются во всех диапазонах электромагнитного спектра, от радио- до жесткого гамма-излучения и проявляют себя чрезвычайно разнообразно, как на стадии спокойного остывания, так и в период активности (за счет потери энергии вращения, сильного магнитного поля, гравитационной энергии аккрецируемого вещества), а также во время мощных вспышек разного происхождения. Вблизи нейтронных звезд происходят разнообразные процессы, связанные как с аккрецией, так и с истечением плазмы, релятивистскими выбросами вещества, ускорением частиц до высоких энергий, они — активные участники и конечные продукты таких экзотических событий, как вспышки сверхновых с коллапсирующим ядром и килоновых, вызванных слияниями двойных нейтронных звезд и сопровождающихся излучением гравитационных волн. Ансамбли нейтронных звезд-радиопульсаров теперь сами служат детекторами гравитационного излучения, возникшего в самой ранней Вселенной.

Нейтронные звезды интересны и тем, что содержат вещество в экстремальных физических условиях сверхвысокой плотности и сверхсильных

магнитных полей, обладающее экзотическими свойствами, такими как сверхвысокотемпературная сверхтекучесть и сверхпроводимость. Они являются природными космическими лабораториями такого вещества и позволяют исследовать многие его характеристики, которые сейчас не ясны. Их изучение должно способствовать решению фундаментальной проблемы выхода за рамки Стандартной модели элементарных частиц.

На конференции был представлен широкий спектр исследований по указанной тематике. Присутствовало около 90 ученых из различных научных центров России, в том числе, из Москвы, Санкт-Петербурга, Нижнего Архыза (САО РАН), Пушинской радиоастрономической обсерватории, Дубны (ОИЯИ), Нижнего Новгорода, Казани, Ярославля. Несколько сообщений было сделано российскими учеными, работающими за рубежом.

За пять дней было представлено 55 устных и 28 стендовых докладов. Среди присутствующих были известные ученые, но много было и молодежи. Многие участники высказали удовлетворение тем, что программа предусматривала достаточно времени, чтобы внимательно выслушать и обсудить представленные работы. Обсуждения проходили в серьезной, деловой, творческой, критической и доброжелательной атмосфере. Большая благодарность тем, кто смог принять участие в конференции. Особая благодарность тем, кто смог написать статьи в сборник трудов, и огромное сожаление, что часть участников не смогли этого сделать. С любезного разрешения редколлегии журнала “Письма в Астрономический журнал” представленные труды публикуются в двух выпусках этого журнала. Большая благодарность администрации Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе за помощь в организации конференции. По мнению участников, конференция была успешной и традицию таких конференций нужно продолжить.

А.Ю. Потехин, П.С. Штернин, Д.Г. Яковлев

ПОИСК ВРАЩАЮЩИХСЯ РАДИОТРАНЗИЕНТОВ В ПУЩИНСКОМ МНОГОЛУЧЕВОМ ОБЗОРЕ

© 2023 г. С. А. Тюльбашев^{1*}, М. А. Китаева¹,
Е. А. Брылякова¹, В. С. Тюльбашев², Г. Э. Тюльбашева³

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория им. В.В. Виткевича, ПРАО АКЦ ФИАН, Московская обл., Пушино, Россия

²ООО Яндекс, Москва, Россия

³Институт математических проблем биологии РАН — филиал ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Московская обл., Пушино, Россия

Поступила в редакцию 09.08.2023 г.

После доработки 14.09.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

Проведен поиск импульсного излучения на частоте 111 МГц в направлении 116 RRAT кандидатов. Для поиска использовались архивные данные, полученные на меридианном 128-лучевом радиотелескопе Большая Синфазная Антенна. Для каждого кандидата накоплено около шести суток наблюдений на интервале восьми лет. Обнаружено одиннадцать новых RRAT. Для шести из них удалось оценить периоды, а для четырех — построить средние профили. Часть кандидатов оказались известными пульсарами, наблюдаемыми в боковых лепестках радиотелескопа, и помехами. Для части кандидатов не удалось найти импульсов, имеющих отношение сигнала к шуму больше семи, и их природа остается не известной.

Ключевые слова: вращающиеся радиотранзиенты (RRAT).

DOI: 10.31857/S0320010823090061, **EDN:** OHRCYD

ВВЕДЕНИЕ

Вращающиеся радиотранзиенты (RRAT) — это особый вид пульсаров, открытый МакЛафлин и др. (2006) при поиске диспергированных импульсов (импульсов регистрируемых сначала на высоких, а затем на низких частотах). Особенность RRAT заключается в том, что, в отличие от классических секундных пульсаров, время появления очередного импульса непредсказуемо, а между последовательными импульсами может пройти от десятков секунд до десятков часов (МакЛафлин и др., 2006; Логвиненко и др., 2020). Для поиска RRAT используются, как правило, прямые методы поиска импульсов с перебором возможных мер дисперсии (DM) и возможных ширин импульсов.

Согласно Кван (2008), количество RRAT в Галактике должно быть в два раза больше количества обычных секундных пульсаров. В каталогах, содержащих RRAT (<https://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>; <http://astro.phys.wvu.edu/rratalog/>; <https://bsa-analytics.prao.ru/en/transients/rrat/>), а также в свежих работах числится примерно

250 RRAT. Из последних работ отметим препринт 2023 г., в котором опубликовано 76 RRAT, найденных на 500-м телескопе FAST (Чжоу и др., 2023). В пульсарном каталоге ATNF (Манчестер и др., 2005) находится почти 3400 пульсаров, и это означает, что доля транзиентов меньше 10% от общего количества пульсаров. Очевидно, что существует большой дефицит RRAT.

Однозначного понимания природы RRAT пока нет. Есть ряд феноменологических гипотез, объясняющих наблюдаемые свойства RRAT (Велтевреде и др., 2006; Жан и др., 2007; Ванг и др., 2007; Брылякова, Тюльбашев, 2021; Тюльбашев и др., 2021). При исследованиях RRAT выяснилось, что часть из них являются пульсарами, у которых распределение импульсов по энергиям является логнормальным с большими отклонениями энергии импульсов от среднего значения. Таким образом, их распределение импульсов по энергиям имеет длинный “хвост”. Для таких транзиентов наблюдатели видят самые яркие импульсы с “хвоста” распределения, но не детектируют регулярное (периодическое) излучение из-за недостаточной чувствительности за сеанс наблюдений.

*Электронный адрес: serg@prao.ru

Часть транзиентов являются, по-видимому, пульсарами с гигантскими импульсами. Для пульсаров с гигантскими импульсами характерно степенное распределение импульсов на хвосте распределения. Именно степенное распределение импульсов зарегистрировано у ряда RRAT. Это говорит о вероятном обнаружении гигантских импульсов. Для таких RRAT наблюдатели могут регистрировать гигантские импульсы, но не способны увидеть регулярное излучение. Очевидно, что для пульсаров с длинным хвостом распределения импульсов по энергиям и пульсаров с гигантскими импульсами при длительных сеансах наблюдений должен накапливаться средний профиль.

Часть транзиентов — это пульсары с большой долей нуллингов, т.е. с большим количеством пропусков импульсов. У пульсаров с нуллингами между отдельными импульсами регулярное излучение отсутствует, и поэтому пульсары с высокой долей нуллинга не обнаруживаются стандартными способами поиска периодических сигналов. Для пульсаров с большой долей нуллингов при длительных сеансах наблюдений средний профиль накопить нельзя.

Существуют также включающиеся пульсары. У них наблюдаются периоды активности, сменяемые периодами отсутствия импульсов. Если периоды активности небольшие, то при стандартном поиске с помощью спектров мощности или периодограмм такие пульсары могут быть пропущены.

Специальные исследования проведены лишь для пары десятков ярких RRAT с сотнями и тысячами найденных импульсов (см., например, Рейнолдс и др., 2006; Карастергиу и др., 2009; Киан и др., 2011; Паллиягуру и др., 2011; Баттачария и др., 2018; Брылякова, Тюльбашев, 2021; Смирнова и др., 2022; Чен и др., 2022; Хсу и др., 2023; Жан и др., 2023). Из-за малого числа исследованных RRAT не исключены эффекты селекции, так как для слабых RRAT трудно определить их природу и, соответственно, их долю в общем количестве транзиентов.

Изучать RRAT трудно по двум причинам. Во-первых, непредсказуемость появления импульсов по времени приводит к необходимости выделения большого наблюдательного времени для их исследования. Во-вторых, импульсы RRAT в целом слабые, поэтому, помимо наблюдательного времени, нужны еще и телескопы, обеспечивающие самую высокую чувствительность. Так, в исследовании транзиентов J1538+2345, J1854+0306, J1913+1330 на телескопах диаметром 64, 76, 100, 300 м (Паркс, Джодрел-Бэнк, Грин-Бэнк, Аресибо) и на распределенной интерферометрической системе LOFAR регистрировалось от единиц до десятков импульсов в час. При этом наблюдения на

500-м телескопе FAST (Гуайчжоу) этих же транзиентов показывают темп прихода импульсов от 1.5 до 100 раз больше (Лу и др., 2019).

Всего в Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) на радиотелескопе Большая Синфазная Антенна (БСА) в ряде проведенных поисков было обнаружено 48 RRAT (<https://bsa-analytics.prao.ru/en/transients/rfat/>). При этом в ходе прошедших поисков часть кандидатов была нами отброшена, так как отношение сигнала к шуму (СШ) в их профиле оказалось меньше шести. Для визуального поиска импульсов мы строили динамические спектры, т.е. рисунки, на которых по вертикальной шкале представлена частота, а по горизонтальной — время. Плотность потока на спектрах отображается в отдельных пикселях рисунка оттенками цвета от белого до черного. Яркий импульс на динамическом спектре виден как диагональная полоска, а наклон этой полоски определяется квадратичной зависимостью времени прихода импульса от частоты и говорит о мере дисперсии (*DM*). После компенсации *DM* и сложения всех частотных каналов можно получить профиль импульса. Для слабых импульсов в динамическом спектре не видно диагональной полоски, тогда как профиль импульса все еще хорошо различим. В настоящей работе мы говорим о проверке, проведенной для ранее найденных слабых импульсов в архивных данных, накопленных за восемь лет.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

В 2012 г. закончилась модернизация радиотелескопа БСА (Шишов и др., 2016), и появилась возможность реализовать четыре независимых радиотелескопа на базе одного антенного поля. Сейчас в ПРАО работают два радиотелескопа, на одном из которых (БСА3) с августа 2014 г. проводятся круглосуточные ежедневные наблюдения в 96 пространственных лучах, выстроенных вдоль плоскости меридиана. С 2022 г. на БСА3 одновременно наблюдаются 128 лучей, покрывающих площадку на небе ≈ 50 кв. град. Мониторинговые наблюдения на БСА3 проводятся на частоте 111 МГц, в полосе 2.5 МГц, разделенной на 32 частотных канала шириной 78 кГц. Длительность записи источника определяется размером диаграммы направленности БСА и зависит от склонения. Так, как БСА — это меридианный инструмент, любой источник на небе может наблюдаться один раз в сутки. Длительность записи в направлении на зенит — примерно 3.5 мин за одну сессию, что соответствует времени накопления в каждой точке на небе около шести суток за восемь лет наблюдений. Время опроса точки равно 12.5 мс. Данные, получаемые в 32-канальном режиме, используются для поиска

пульсаров и транзиентов (Тюльбашев и др., 2016, 2018a).

Согласно работе Тюльбашев и др. (2018a), чувствительность БСА3 при поиске импульсного радиоизлучения примерно равна 2.1 Ян для СШ, равного семи, если длительность импульса совпадает с временным интервалом оцифровки сигнала. Так как наблюдаемые ширины импульса RRAT могут быть 40–50 мс (Тюльбашев и др., 2018b), для части RRAT с широкими импульсами чувствительность можно улучшить до одного янского, если усреднять исходные данные перед поиском импульсов.

Объем накопленных с 2014 г. мониторинговых данных приближается к 250 терабайтам, поэтому основными проблемами при обработке наблюдений являются быстрый доступ к данным и скорость обработки. В 2022 г. в обсерватории появилось два сервера, имеющих дисковые полки по 24 диска. На полках реализованы рейд массивы. Каждый из серверов на настоящий момент времени имеет оперативную память два терабайта. Часть оперативной памяти резервируется под виртуальные диски, на которые записываются промежуточные результаты счета. На жесткие диски записываются конечные результаты обработки данных, которые занимают незначительные объемы памяти. Сервера позволили организовать как быстрый доступ к данным, так и максимально быструю обработку.

Для проверки было выбрано 116 кандидатов, находящихся на склонениях $+21^\circ < \delta < +42^\circ$. Все кандидаты показывают признаки RRATs: высота профиля импульса СШ $\sim 5-6$, каждый кандидат наблюдается в одном луче, в записях не видно явных помех, на динамических спектрах наблюдаются признаки диспергированных импульсов, т.е. видны пиксели черного цвета, располагающиеся вдоль диагональной линии. Для всех кандидатов имелись оценки координат, ширины импульса, меры дисперсии из ранее проведенных поисков.

При поиске диспергированного сигнала в направлении RRAT кандидата выполнялся ряд стандартных процедур: проводилось вычитание базовой линии в каждом частотном канале; делался перебор мер дисперсии вблизи ожидаемой с последующим сложением частотных каналов; определялись среднеквадратичные отклонения шума (σ_n) в направлении кандидата; определялась амплитуда сигнала (A) для каждой проверяемой DM ; запоминались сигналы, имеющие СШ > 6 (СШ = A/σ_n); проводился перебор разных ширин импульсов, предполагая, что ширина профиля импульса может быть 1, 2, 4, 8, 16 точек (12.5–200 мс). Для каждой перебираемой ширины проводились все стандартные процедуры, описанные выше. Для всех найденных импульсов проводился визуальный контроль динамических спектров и профилей импульсов. Помимо контроля помех,

визуальный просмотр позволяет обнаруживать дополнительные импульсы, имеющие СШ < 6 . Эти импульсы использовались для уточнения периода пульсаров.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При визуальной проверке оказалось, что для 69 кандидатов из 116 (59.4%) не удалось найти импульсы с СШ > 6 . Их природа осталась неясной. 21 кандидат (18.1%) показывает сигнал с дисперсионной задержкой, но этот сигнал наблюдается меньше чем в половине частотных каналов, и линия дисперсионной задержки не подчиняется квадратичной зависимости времени прихода импульса от частоты. По-видимому, эти сигналы связаны с помехами неизвестной природы. 15 источников (12.9%) отождествлены с яркими пульсарами, наблюдаемыми в дальних боковых лепестках антенны. Например, у кандидатов J1505+4207, J1506+35, J1508+28, J1511+30, J1511+34 найдено несколько тысяч импульсов с одинаковой DM . Все эти кандидаты отождествлены с ярким пульсаром J1509+5531 (B1508+55), находящимся за пределами исследуемой площадки ($+21^\circ < \delta < +42^\circ$) и имеющим прямое восхождение, близкое с найденными кандидатами. Учитывая, что B1508+55 ранее уже обнаруживался десятки раз в других боковых лепестках, можно быть уверенными в том, что он вновь обнаружен в дальних боковых лепестках БСА.

Одиннадцать кандидатов (9.5%) оказались новыми RRAT. Примеры динамических спектров двух RRAT приведены на рис. 1. У транзиента J0813+21 видны два импульса, находящихся на расстоянии 42 пикселя (525 мс). На динамическом спектре J1312+39 показан очень яркий импульс, который был ярчайшим для всех 11-ти найденных транзиентов. На сайте (<https://bsa-analytics.prao.ru/en/>) по поиску пульсаров и транзиентов на БСА ФИАН приведены динамические спектры всех найденных транзиентов. На рис. 2 показаны профили импульсов найденных RRAT.

В табл. 1 приведены измеренные параметры найденных RRAT. В столбцах 1–3 даны имя и координаты транзиентов на 2000 г., в столбцах 4–9 приведены период (если определен), мера дисперсии, полуширина среднего профиля (W_e), наблюдаемая пиковая плотность потока (S_p) для ярчайшего импульса, СШ импульса, количество (N) импульсов с СШ > 7 . Точность координат по прямому восхождению определялась как половина размера диаграммы направленности ($\pm 1.7^m$), точность координат по склонению — половина расстояния между соседними лучами ($\pm 15'$). Период определялся как наибольший общий временной интервал при наблюдении нескольких импульсов

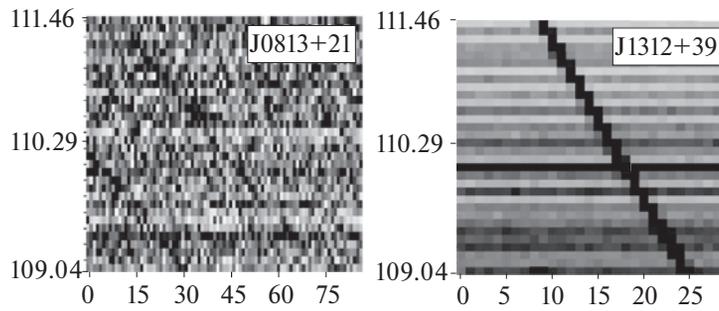


Рис. 1. Динамические спектры двух новых транзиентов. По горизонтальной оси время. Одна точка соответствует 12.5 мс. По вертикали частота измерений в МГц.

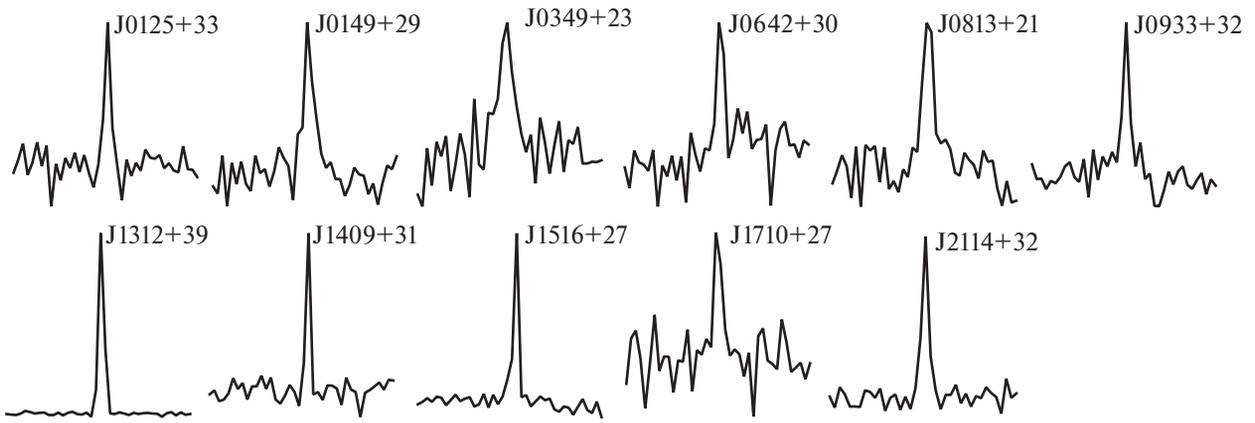


Рис. 2. Профили импульсов RRAT. В правом верхнем углу профиля отображено имя транзиента. Другие характеристики приведенных импульсов: P , DM , W_e и S_p в табл. 1. Для каждого профиля длительность записи 0.5 с.

в день либо из спектров мощности. Настоящий период может быть в целое число раз меньше значения, указанного в таблице. Типичная точность определения периода равна 0.005 с. Для определения DM строилась зависимость СШ импульса от перебираемой DM . Точность определения ± 2.0 пк/см³. Полуширина профиля определялась на половине высоты импульса. Пиковая плотность потока определялась из температуры фона в направлении транзиента и наблюдаемого СШ. При получении оценки учитывались зенитное расстояние источника и поправка за отклик сигнала в луче. Почти для всех транзиентов оценка S_p является нижней оценкой плотности потока импульса, так как нам неизвестна точная координата транзиента, и нет возможности сделать поправки, учитывающие попадание транзиента не по центру диаграммы направленности. Точные поправки были сделаны для J0813+21 и J0933+32, так как у них известны координаты из ATNF, а также для J1312+39, импульсы от которого наблюдаются в двух соседних лучах практически на одинаковых СШ. Реальные

пиковые плотности потока импульсов для оставшихся транзиентов могут быть до 1.5–2 раз больше значений, приведенных в табл. 1.

Звездочкой в табл. 1 отмечены транзиенты J0149+29, J0813+21, J0933+32, у которых ранее отмечалось регулярное излучение. RRAT J0149+29 ($DM = 34.5$ пк/см³; $P = 2.654$ с) обсуждается в нашей работе по поиску пульсаров, находящейся на рецензии (Тюльбашев и др., послана в MNRAS). В табл. 1 мы приводим значение периода из этой работы. Пульсар J0813+22 ($DM = 52.29$ пк/см³; $P = 0.5314$ с) найден в обзоре LOTAAS, проведенном на частоте 135 МГц на LOFAR (Санидас, 2019). Авторы приводят средний профиль с наблюдаемым СШ $\simeq 5-6$, но не отмечают обнаружение отдельных импульсов, хотя поиск диспергированных импульсов ими проводился. Период, приведенный в таблице, определен независимо, как расстояние между регистрируемыми импульсами. Пульсар J0935+33 ($DM = 18.35$ пк/см³; $P = 0.9615$ с) был обнаружен на БСАЗ ранее (Тюльбашев и др., 2017),

Таблица 1. Некоторые характеристики найденных RRAT

Имя	$\alpha_{2000}^{(h,m,s)}$	$\delta_{2000}^{(o,')}$	P , с	DM , пк/см ³	W_e , мс	S_p , Ян	S/N	N
J0125+33	01 25 50	33 10	—	21.0	15	3.3	9.6	3
J0149+29*	01 49 00	29 12	2.654	36.5	30	3.1	8.5	3
J0349+23	03 49 30	23 42	—	58.5	40	2.9	8.0	4
J0642+30	06 42 50	30 37	1.4114	39.5	25	2.7	8.1	1
J0813+21*	08 13 30	21 54	0.531	51.5	35	3.1	6.7	4
J0933+32*	09 33 10	32 54	0.9616	18.0	25	8.5	10.2	1
J1312+39	13 12 40	39 56	—	12.5	15	165	210	3
J1409+31	14 09 50	31 35	—	8.0	20	4.2	12.1	4
J1516+27	15 16 20	27 59	1.125	14.5	20	12.8	29.4	24
J1710+27	17 10 20	27 01	—	17.5	25	3.1	8.4	1
J2114+32	21 14 10	32 18	0.597	25.5	20	4.7	10.7	2

но его отдельные импульсы не регистрировались. Приводимый в таблице период определен по расстоянию между отдельными импульсами. Отметим также, что по формальным критериям источник J0813+21 необходимо исключить из табл. 1, так как его ярчайший импульс имеет СШ < 7 . Однако совпадение координат, DM и P с известным пульсаром позволяет оставить его в таблице.

Для найденных транзиентов был проведен поиск регулярного (периодического) излучения. Средние профили удалось получить для четырех RRAT (см. рис. 3).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для транзиентов J0642+30 и J1516+27 построены средние профили по данным в одной наблюдательной сессии. При этом их периодическое излучение не было обнаружено в поиске пульсаров с помощью суммированных спектров мощности, который проводился на интервале восемь лет (Тюльбашев и др., послана в MNRAS). Чувствительность в поиске PUMPS в 35–40 раз выше чувствительности в одной наблюдательной сессии, и достигает 0.2 мЯн (Тюльбашев и др., 2022). В представленных средних профилях пиковая и интегральная плотности потока у J0642+30 и J1516+27 соответственно $S_{p1} = 220$ и 430 мЯн, $S_{int} = 9$ и 20 мЯн. Так как средние профили были накоплены в трехминутных сессиях, и при этом

J0642+30 и J1516+27 не обнаружены при усреднении спектров за 3000 дней по одной сессии в день, то у этих RRAT должна наблюдаться очень сильная переменность.

2. У транзиентов J0642+30, J0813+21, J0933+32, J1516+27 наблюдается обычное пульсарное излучение. Отношение пиковой плотности потока ярчайших импульсов и пиковой плотности потока в среднем профиле $S_p/S_{p1} = 12, 21, 7, 30$. Мы полагаем, что эти транзиенты являются обычными пульсарами с длинным хвостом распределения импульсов по энергиям, либо пульсарами с гигантскими импульсами (J0813+21, J1516+27). Наблюдения с чувствительностью, в несколько раз превышающей чувствительность БСА3, могут показать это однозначно.

3. Количество найденных импульсов транзиентов с СШ > 7 меняется от 1 до 24. За исключением J1516+27, оно не превышает четырех импульсов, найденных за время, эквивалентное наблюдательной сессии длительностью в шесть суток. Таким образом, для подтверждения этих транзиентов нужно от полутора до шести суток наблюдений для каждого источника на антеннах с чувствительностью, эквивалентной чувствительности БСА3.

4. Наиболее интересный из найденных транзиентов — это RRAT J1312+39. У него обнаружено всего три импульса на СШ > 7 , но все импульсы яркие. Их СШ = 210, 60, 42, а

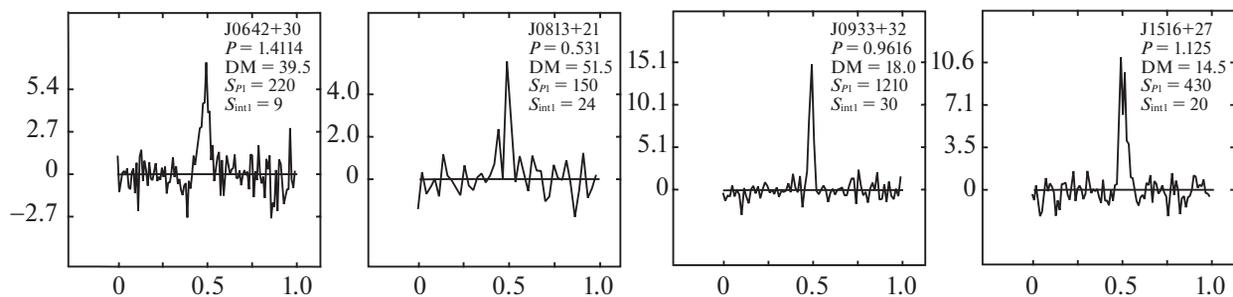


Рис. 3. Средние профили, накопленные в одной сессии за 180 с. По вертикальной оси СШ профиля, по горизонтальной — фаза. В правом верхнем углу средних профилей — имя транзиента, P (в секундах), DM (в пк/см³), S_{p1} и S_{mit1} (в мЯн).

пиковые плотности потока соответственно $S_p = 165, 46, 33$ Ян. В диапазоне уровня сигнала $6 < \text{СШ} < 7$ не обнаружено ни одного импульса. При накоплении спектров мощности за 3000 наблюдательных сессий периодический сигнал не обнаруживается. Согласно работе Тюльбашев и др. (2022), верхняя оценка интегральной плотности потока этого транзиента должна быть < 0.5 мЯн, если его период $0.5 < P < 3$ с. Длинный хвост распределения импульсов по энергиям для этого транзиента маловероятен, так как в этом случае должно наблюдаться тем больше импульсов, чем меньше их СШ. Если J1312+39 является пульсаром с нуллингами, то можно оценить долю нуллингов, предположив период пульсара 1 с и 10 с. В этом случае доля нуллинга будет от 99.999 до 99.994%. У J1312+39 детектирован самый яркий импульс из всех RRAT, найденных на северной полусфере. Ранее самый яркий импульс наблюдался у J0139+33 (40 Ян; Тюльбашев и др., 2018). S_p импульса транзиента J1312+39 сравнима с оценками S_p импульсов ярчайших секундных пульсаров, наблюдавшихся ранее в поиске RRAT на БСА3 (Тюльбашев и др., 2018): J1136+1551 (B1113+16; 408 Ян), J1239+2453 (B1237+25; 215 Ян), J0953+0755 (B0950+08; 174 Ян) и J0837+0610 (B0834+06; 107 Ян). За исключением B0834+06, оставшиеся источники находятся в списках пульсаров с гигантскими импульсами (Казанцев, Потапов, 2018).

Главным результатом работы при проверке ранее обнаруженных слабых импульсов в архивных данных, накопленных за восемь лет, является обнаружение 11 новых RRAT. Для шести транзиентов оценены периоды. Общее количество найденных RRAT в Пушинском многолучевом обзоре (PUMPS; Тюльбашев и др., 2022) достигло 59.

Исследование проведено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 22-12-00236, (<https://rscf.ru/project/22-12-00236/>). Авторы благодарны Л.Б. Потаповой за помощь при оформлении статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баттачария и др. (B. Bhattacharyya, A.G. Lyne, B.W. Stappers, P. Weltevrede, E.F. Keane, M.A. McLaughlin, M. Kramer, C. Jordan, and C. Bassa), *MNRAS* **477**, 4090 (2018).
2. Брылякова, Тюльбашев (E.A. Brylyakova and S.A. Tyul'bashev), *Astron. Astrophys.* **647**, A191 (2021).
3. Ванг и др. (N. Wang, R.N. Manchester, and S. Johnston), *MNRAS* **377**, 1383 (2007).
4. Велтевреде и др. (P. Weltevrede, B.W. Stappers, J.M. Rankin, and G.A.E. Wright), *Astrophys. J.* **645**, L149 (2006).
5. Жан и др. (B. Zhang, J. Gil, and J. Dyks), *MNRAS* **374**, 1103 (2007).
6. Жан и др. (S.B. Zhang, J.J. Geng, J.S. Wang, et al.), *arXiv:2306.02855* (2023).
7. Казанцев, Потапов (A.N. Kazantsev and V.A. Potapov), *Res. Astron. Astrophys.* **18**, 097 (2018).
8. Карастергиу и др. (A. Karastergiou, A.W. Hotan, W. van Straten, M.A. McLaughlin, and S.M. Ord), *MNRAS* **396**, L95 (2009).
9. Киан, Крамер (E.F. Keane and M. Kramer), *MNRAS* **391**, 2009 (2008).
10. Киан и др. (E.F. Keane, M. Kramer, A.G. Lyne, B.W. Stappers, and M.A. McLaughlin), *MNRAS* **415**, 3065 (2011).
11. Логвиненко и др. (S.V. Logvinenko, S.A. Tyul'bashev, and V.M. Malofeev), *Bull. Lebedev Phys. Instit.* **47**, 390 (2020).
12. Лу и др. (J. Lu, B. Peng, K. Liu, et al.), *Sci. China Phys., Mech., and Astron.* **62**, 959503 (2019).
13. МакЛафлин и др. (M.A. McLaughlin, A.G. Lyne, and D.R. Lorimer), *Nature* **439**, 817 (2006).
14. Манчестер и др. (R. Manchester, G. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs), *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
15. Паллиягору и др. (N.T. Palliyaguru, M.A. McLaughlin, E.F. Keane, M. Kramer, A.G. Lyne, D.R. Lorimer, R.N. Manchester, F. Camilo, and I.H. Stairs), *MNRAS* **417**, 1871 (2011).
16. Рейнолдс и др. (S.P. Reynolds, K.J. Borkowski, B.M. Gaensler, N. Rea, M. McLaughlin, A. Possenti, G. Israel, M. Burgay, et al.), *MNRAS* **639**, L71 (2006).

17. Санидас и др. (S. Sanidas, S. Cooper, C.G. Bassa, J.W.T. Hessels, V.I. Kondratiev, D. Michilli, B.W. Stappers, C.M. Tan, et al.), *MNRAS* **626**, A104 (2019).
18. Смирнова и др. (T.V. Smirnova, S.A. Tyul'bashev, E.A. Brylyakova, M.A. Kitaeva, I.V. Chashei, G.E. Tyul'basheva, V.V. Oreshko, and S.V. Logvinenko), *MNRAS* **517**, 1126 (2022).
19. Тюльбашев и др. (S.A. Tyul'bashev, V.S. Tyul'bashev, V.V. Oreshko, and S.V. Logvinenko), *Astron. Rep.* **60**, 220 (2016).
20. Тюльбашев и др. (S.A. Tyul'bashev, V.S. Tyul'bashev, M.A. Kitaeva, A.I. Chernyshova, V.M. Malofeev, I.V. Chashei, V.I. Shishov, R.D. Dagkesamanskii, S.V. Klimenko, I.N. Nikitin, and L.D. Nikitina), *Astron. Rep.* **61**, 848 (2017).
21. Тюльбашев и др. (S.A. Tyul'bashev, V.S. Tyul'bashev, and V.M. Malofeev), *Astron. Astrophys.* **618**, A70 (2018a).
22. Тюльбашев и др. (S.A. Tyul'bashev, V.S. Tyul'bashev, V.M. Malofeev, S.V. Logvinenko, V.V. Oreshko, R.D. Dagkesamanskii, I.V. Chashei, V.I. Shishov, and N.N. Bursov), *Astron. Rep.* **62**, 63 (2018b).
23. Тюльбашев и др. (S.A. Tyul'bashev, T.V. Smirnova, E.A. Brylyakova, and M.A. Kitaeva), *MNRAS* **508**, 2815 (2021).
24. Тюльбашев и др. (S.A. Tyul'bashev, M.A. Kitaeva, and G.E. Tyul'basheva), *MNRAS* **517**, 1112 (2022).
25. Хсу и др. (J.A. Hsu, J.C. Jiang, H. Xu, et al.), *MNRAS* **518**, 1418 (2023).
26. Чен и др. (J.L. Chen, Z.G. Wen, J.P. Yuan, et al.), *Astrophys. J.* **934**, 24 (2022).
27. Чжоу и др. (D.J. Zhou, J.L. Han, J. Xu, et al.), *arXiv:2303.17279* (2023).
28. Шишов и др. (V.I. Shishov, I.V. Chashei, V.V. Oreshko, S.V. Logvinenko, S.A. Tyul'bashev, I.A. Subaev, P.M. Svidskii, V.B. Lapshin, and R.D. Dagkesamanskii), *Astron. Rep.* **60**, 1067 (2016).

ОБНАРУЖЕНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ГЕМИНГАПОДОБНОГО ГАММА-ПУЛЬСАРА J1836+5925

© 2023 г. В. М. Малофеев^{1*}, О. И. Малов¹, Д. А. Теплых¹, М. А. Тимиркеева¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория
АКЦ ФИАН, Пушчино, Россия

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 17.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Представлены результаты обнаружения радиоизлучения от гамма-пульсара J1836+5925. В Пушчинской радиоастрономической обсерватории на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц были зарегистрированы редкие события радиоизлучения от этого объекта. Особенности радиоизлучения пульсара J1836+5925 являются двух-трех компонентный интегральный профиль и очень узкие индивидуальные импульсы. Возможно также наличие интеримпульса. Измерена мера дисперсии $DM = 23 \pm 1$ пк/см³ и дана оценка расстояния до пульсара, 1.5 кпк. Получена оценка плотности потока и нижнего предела на спектральный индекс.

Ключевые слова: радиотихие пульсары, гамма-пульсары, обнаружение радиоизлучения.

DOI: 10.31857/S0320010823100029, EDN: OIKPFX

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди пульсаров, обнаруженных по наблюдениям Fermi LAT (см., например, Абдо и др., 2010), выделяют группу гемингаподобных пульсаров. Это малочисленная группа из нескольких объектов, выделенная по свойствам излучения в гамма- и рентгеновском диапазонах. Исследование гамма-пульсаров в радиодиапазоне очень важно для определения модели излучения пульсара, поскольку соотношение между радиотихими и радиогромкими пульсарами может наложить ограничения на модели излучения. Близкий гамма-пульсар Геминга, давший название выделенной группе, является уникальным объектом. Это один из ярчайших источников на гамма-небе и всеволновой пульсар, излучающий также в рентгене, оптике и радио.

Следующий яркий гамма-источник J1836+5925 был обнаружен во время миссии EGRET (Лин и др., 1994, а позже Нолан и др., 1994). Долгое время он не был идентифицирован в других диапазонах. После того как в работах Реймер и др. (2000, 2001) и Мирабал и др. (2001) была высказана идея, что это нейтронная звезда типа Геминги, появился ряд работ по поиску периодического излучения от гамма до радио, например, Халперн и др. (2002, 2007). В 2010 г. был обнаружен период (173 мс) этого пульсара в гамма- (Абдо и др., 2010), а затем

и в рентгеновском (Павлов, 2014; Арумугасами и др., 2014) диапазонах. Часть авторов относят Гемингу к радиотихим (quiet) пульсарам, хотя еще в 1997–1998 гг. три группы из ПРАО сообщили об обнаружении слабого радиоизлучения от этого объекта на частоте 102 МГц (Кузьмин, Лосовский, 1997; Малофеев, Малов, 1997; Шитов, Пугачев, 1998). Затем наличие радиоизлучения было подтверждено на близкой частоте 103 МГц (Ватс и др., 1999), а также был обнаружен слабый источник непрерывного излучения на частоте 4.8 ГГц (Пеллицони и др., 2011). В наших работах (Малофеев, Малов, 2000; Малов и др., 2015) были представлены данные по параметрам уникального пульсара Геминга на четырех низких частотах: 111, 87, 62 и 42 МГц. Наконец, в работе Маан (2015) представлены данные по отдельным сильным всплескам на частоте 34 МГц.

Учитывая схожесть обоих гамма-пульсаров, начиная с 2016 г., мы предприняли ряд попыток найти радиоизлучение от J1836+5925 на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц. В работе Малова и Тимиркеевой (2018) было высказано предположение о том, что гамма-пульсары с сильными магнитными полями на световом цилиндре и высокими скоростями потерь энергии вращения могут также излучать в радиодиапазоне, и представлен список наиболее вероятных кандидатов для поиска в радиодиапазоне. Гамма-пульсар J1836+5925 оказался в этом списке одним

* Электронный адрес: malofeev@prao.ru

из самых перспективных. Приняв во внимание это обстоятельство, с 2019 г. мы начали его регулярные наблюдения. Первые попытки поиска радиоизлучения от этого объекта были описаны в работе Тимиркеевой и др. (2021).

2. НАБЛЮДЕНИЯ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

Наблюдения проводились в Пушинской радиоастрономической обсерватории на высокочувствительном радиотелескопе БСА ФИАН с эффективной площадью $45\,000\text{ м}^2$ на частоте $111 \pm 1.5\text{ МГц}$ с использованием стандартного 512-канального цифрового приемника с полосой 2.5 МГц с высоким частотно-временным разрешением (полоса пропускания одного канала — 4.88 кГц , временное разрешение — 2.4576 мс). Исходя из размера диаграммы направленности радиотелескопа по азимуту по половинной мощности, продолжительность сеанса наблюдений для исследуемого пульсара составляет около $3.3\text{ мин}/\cos\delta = 6.4\text{ мин}$. При периоде пульсара 173 мс мы можем наблюдать 2220 периодов за сеанс. Для повышения достоверности результата при поиске слабого сигнала мы вели запись группами по три периода пульсара, т.е. наблюдательный период $P_{\text{obs}} = 3P_0$, где P_0 — период вращения пульсара. В нашем случае $P_{\text{obs}} = 519.798\text{ мс}$ и при временном разрешении 2.4576 мс в группе мы имеем 211.5 временных отсчетов или 70.5 отсчетов на период вращения. Запись сигнала проводилась в 726 группах с периодом P_{obs} за один сеанс в 460 частотных каналах. При накоплении таких групп за сеанс наблюдений мы должны наблюдать не один интегральный импульс, а три с фазами прихода, отстоящими на расстояние, равное периоду вращения. Обработка заключалась в суммировании сигнала во всех 460 каналах с выбранной мерой дисперсии в каждой группе с подключением одного или двух сглаживающих фильтров с использованием текущего среднего и экспоненциального усреднения как по времени, так и по частоте. Эта процедура позволяла увеличить отношение S/N на динамическом спектре. Далее для поиска интегрального сигнала проводилось суммирование в выбранном числе групп (вплоть до 726), и анализировалась каждая группа для поиска индивидуальных импульсов. Кроме того, поскольку сигнал ожидался слабым, и мы не знали априори характер излучения источника, то использовалась также методика селективного поиска отдельных импульсов с заданным отношением S/N на выбранной фазе P_{obs} с последующим накоплением. Фаза накопления выбиралась по затравочному импульсу с отношением $S/N \geq 3$ в интегральном периоде P_{obs}

или его свертке с периодом P_0 . Другой затравочной фазой может быть фаза прихода сильного индивидуального импульса с отношением $S/N \geq 4$. Наличие сигнала определялось по двум критериям: 1) появлению двух или трех импульсов в окне наблюдения P_{obs} , отстоящих на период пульсара; 2) наличие треков на динамическом спектре. Эта методика неоднократно нами использовалась (см., например, Малофеев и др., 2007; Малов и др., 2015), и дала хорошие результаты. Надо заметить, что такая селекция хорошо работает при сильно переменном характере излучения, когда импульсы идут группами. При суммировании всех периодов импульс, как правило, очень слабый или отсутствует вовсе, а при накоплении импульсов с заметным отношением S/N в правильной фазе и с правильной мерой дисперсии растет и суммарный сигнал, и появляются один или даже два импульса в наблюдательном окне в фазах, разнесенных на период пульсара. Обработка одного сеанса наблюдений требовала нескольких часов работы, особенно на стадии поиска меры дисперсии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Поиск пульсара проводился сериями по 7–14 дней и по 5–8 серий в год. В период с февраля 2019 г. по апрель 2023 г. было обработано 212 дней наблюдений. Было обнаружено пять записей наблюдений, в которых видны все три импульса при суммировании 726 групп с тройным периодом пульсара. Пример такой записи показан на рис. 1. На рис. 1а мы видим три слабых импульса с отношением S/N около 3 , отстоящих на период пульсара. На рис. 1б показан сигнал после свертки с периодом пульсара, где величина S/N равна 4.2 .

Прежде чем получить этот результат, мы должны были найти правильную меру дисперсии. Разброс оценок мер дисперсии (DM) для J1836+5925 по оценкам расстояния до пульсара от 250 пк до 1.1 кпк (Каравео и др., 1996) находится в диапазоне $2\text{--}24\text{ пк/см}^3$ (Халперн и др., 2002, 2007). Мы искали импульсное излучение перебором мер дисперсии от 0 до 33 пк/см^3 либо в суммарных данных, либо по индивидуальным импульсам. В результате тщательного анализа была определена величина $DM = 23 \pm 1\text{ пк/см}^3$. На рис. 2 приведен пример отдельного импульса за 08.05.2021 с треком на динамическом спектре, соответствующим $DM = 24\text{ пк/см}^3$. Эта величина измеряется как

$$DM = \frac{2.41\Delta t(\text{с})}{1/\nu_1^2 - 1/\nu_2^2},$$

где Δt (в секундах) — задержка по времени между самой высокой ν_2 и самой низкой ν_1 частотами

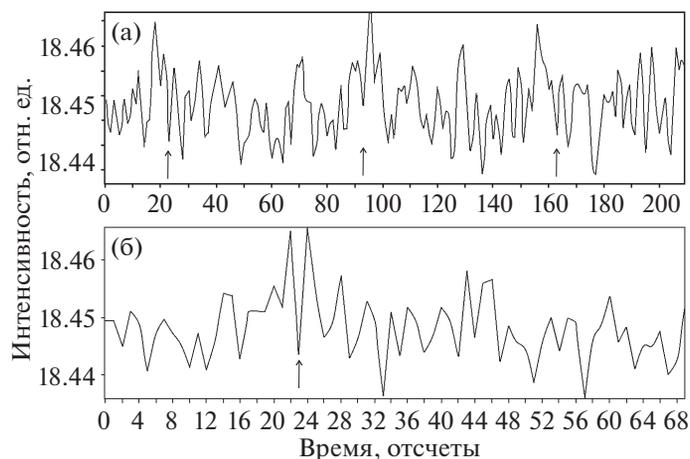


Рис. 1. (а) — Интегральный профиль импульса, полученный суммированием 725 тройных периодов по наблюдениям 08.12.2021 г. Мера дисперсии 23 пк/см^3 , отношение сигнала к шуму $S/N = 4.2$; (б) — профиль импульса, полученный сверткой окна, показанного на графике (а) в один период пульсара (P_0). Стрелками отмечен период пульсара. По горизонтальной оси отложены отсчеты в пределах окна $P_{\text{obs}} = 3P_0$. Временной интервал между отсчетами равен 2.4576 мс , период пульсара равен 70.5 отсчетов. По вертикальной оси — интенсивность в относительных единицах.

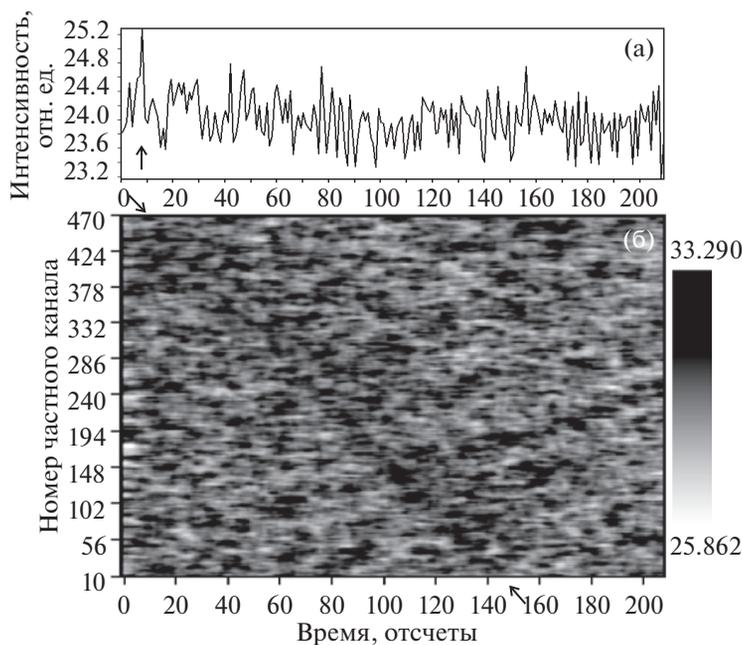


Рис. 2. (а) — Индивидуальный импульс, группа № 400 по наблюдениям 08.05.2021 г., $DM = 24 \text{ пк/см}^3$, $S/N = 5.3$; (б) — динамический спектр. По горизонтальной оси то же, что и на рис. 1, по вертикальной (а) то же, что и на рис. 1; (б) — номера частотных каналов от 10 до 470. Стрелками показаны фаза импульса и трек дисперсионного запаздывания на динамическом спектре. Шкала интенсивности динамического спектра в относительных единицах добавлена справа.

(ν в сотнях МГц). На рис. 3 приведен пример интегральных профилей пульсара J1836+5925 за 08.12.2021 г. на разных DM от 18 до 28 пк/см^3 в окне, равном периоду пульсара P_0 . Масштабирование по вертикальной оси было проведено по σ шумов. На рисунке видно, что только на $DM = 22, 23, 24$ появляется заметный импульс с S/N больше 3. Более детальный анализ зависимости отношения S/N и ширины интегрального импульса

по половинной мощности сигнала W_{50} от меры дисперсии показан на рис. 4 для двух дней наблюдений. Несмотря на разброс значений видно, что максимум значений $S/N = 4.2$ и минимум ширины $W_{50} \cong 12 \pm 2 \text{ мс}$ приходятся на $DM \cong 23 \pm 1 \text{ пк/см}^3$. Поскольку $DM = \int n_e dl$, то зная среднюю электронную плотность $\langle n_e \rangle$ в направлении на пульсар, мы можем определить расстояние до него. Единственный пульсар, близкий к нашему

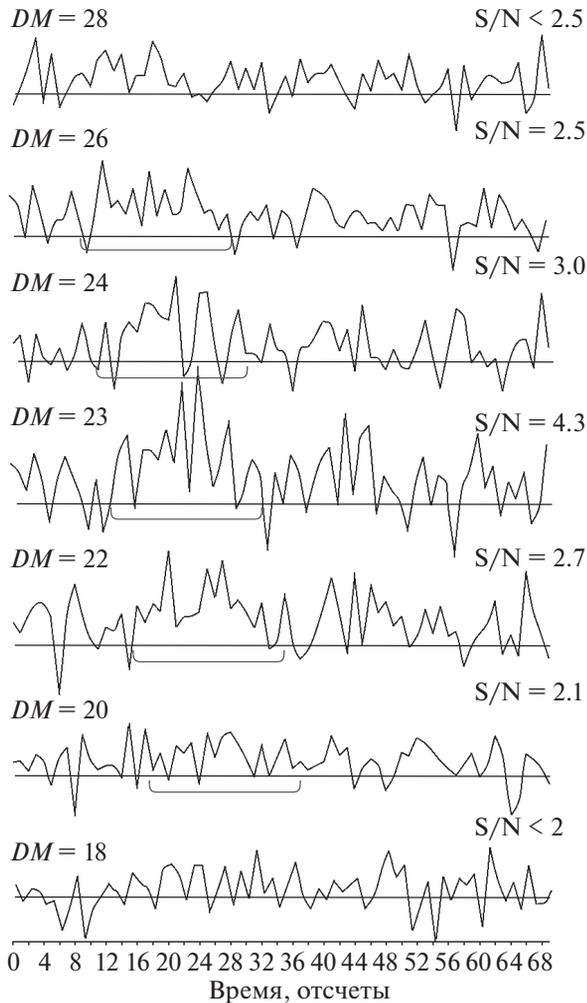


Рис. 3. Интегральные профили, полученные суммированием 726×3 периодов с разной мерой дисперсии от 18 до 28 пк/см³, с указанием отношения сигнала к шуму (S/N), по наблюдениям 08.12.2021 г. Скобкой показана фаза интегрального импульса. По осям то же, что и на рис. 1б.

по координатам и по DM , — это J1840+5640, имеющий $DM = 26.54$ пк/см³. При расстоянии до него, равном 1.69 кпк, мы можем получить среднюю электронную плотность 0.017 см⁻³ и оценить расстояние до нашего источника, которое оказывается равным 1.5 кпк. Это превышает верхние оценки расстояния в 0.8 и 1.1 кпк, приведенные в работах Халперн и др. (2002) и Каравео и др. (1996) соответственно.

Поскольку из 212 дней наблюдений в интервале четырех лет с 02.2019 г. по 04.2023 г. (в 2020 г. наблюдения не проводились) только в пяти записях нам удалось увидеть слабый сигнал при накоплении 726 тройных периодов, мы подключили накопление с селекцией, описанное в предыдущем разделе. Нам удалось найти еще 16 дней, когда при

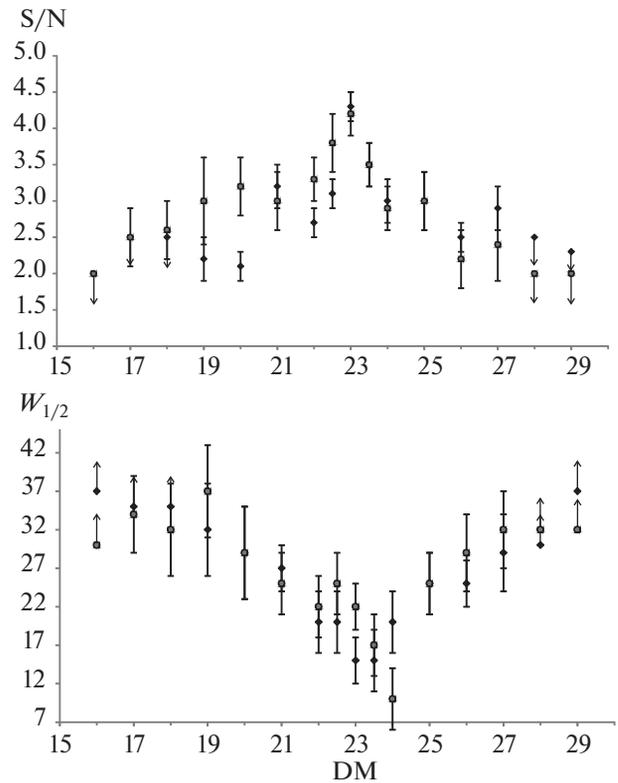


Рис. 4. Зависимость отношения сигнала к шуму (S/N) и полуширины интегрального импульса (W_{50}) от меры дисперсии по наблюдениям 08.12.2021 г. (черные ромбы) и 17.02.2023 г. (серые круги).

накоплению сигнала в выбранной фазе проявляются один или два импульса в окне наблюдения, отстоящих на P_0 с треками на динамическом спектре. Такой пример приведен на рис. 5а, когда при суммировании 86 тройных периодов в фазе 115–135 с $S/N \geq 2.5$ появляются еще два более слабых интегральных импульса, отстоящих на P_0 . На динамическом спектре видны дисперсионные треки этих импульсов. Таким образом, можно заключить, что радиопульсар J1836+5925, так же как пульсар Геминга (Малофеев, Малов, 1997; Малов и др., 2015), демонстрирует как долговременные (десяtkи дней, месяцы), так и кратковременные (группы по нескольку импульсов) вариации интенсивности.

Форма интегрального импульса получена в результате обработки нескольких удачных сеансов с селективным накоплением сигнала. На рис. 6а приведен интегральный профиль за 03.03.2021 г. при суммировании 45 групп, когда сигнал с отношением $S/N \geq 2.5$ присутствовал во всех трех фазах: 20–40, 90–110, 160–180, т.е. в трех периодах подряд. На рис. 6б представлена свертка с одним периодом, на которой виден двухкомпонентный профиль. На следующем рис. 2в приведена такая же свертка за другой день наблюдений и с другим количеством

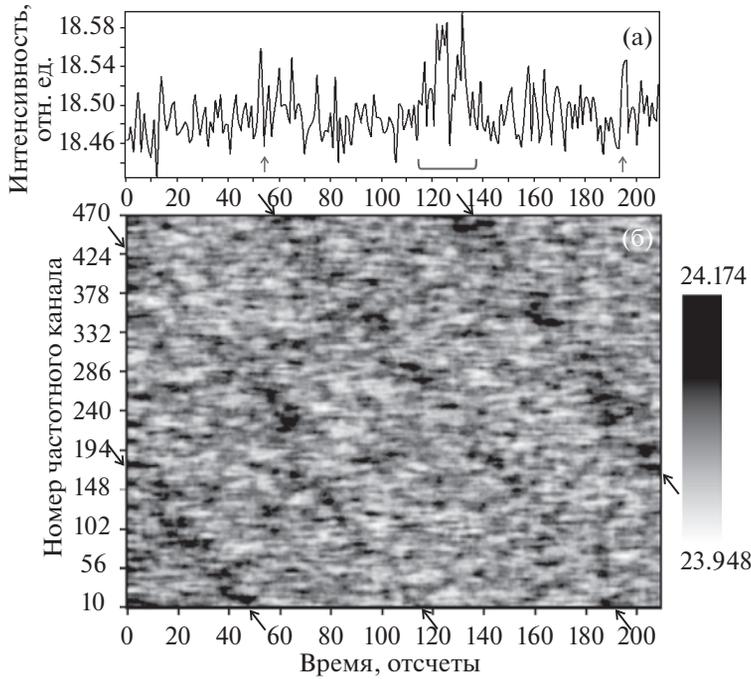


Рис. 5. (а) — Профили импульсов, полученные суммированием 86 выбранных групп импульсов с тройным периодом пульсара ($P_{\text{obs}} = 3P_0$). Интегрирование проведено в фазе 115–135, $DM = 23$ пк/см³; (б) — динамический спектр на частоте 111 МГц по наблюдениям 07.03.2021 г. По горизонтальным и вертикальным осям отложено то же, что и на рис. 2. Стрелками показаны треки дисперсионного запаздывания. Шкала интенсивности динамического спектра в относительных единицах добавлена справа.

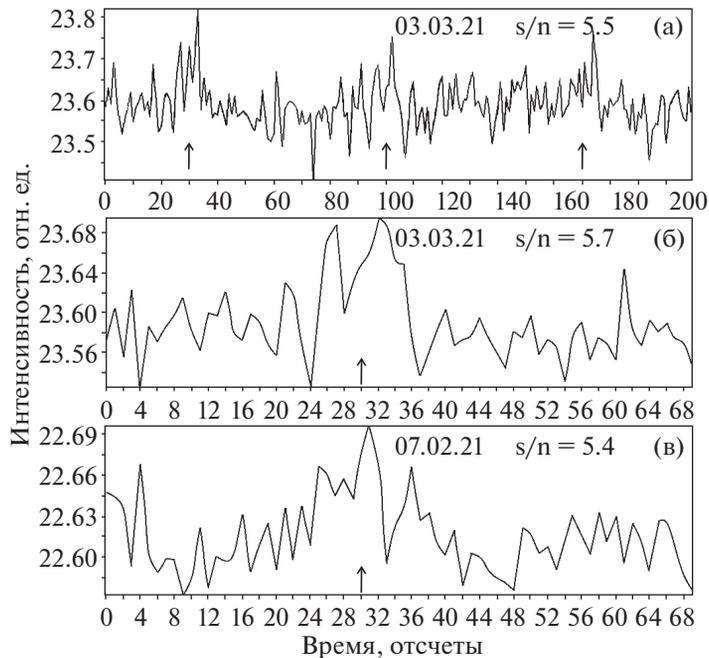


Рис. 6. (а) — Интегральный профиль импульса, полученный суммированием 45 выбранных групп импульсов с $P_{\text{obs}} = 3P_0$ по наблюдениям 03.03.2023 г., $S/N = 5.5$; (б) — профиль импульса, полученный сверткой окна, показанного на графике (а) в один период пульсара ($45 \times 3 = 135$ импульсов), $S/N = 5.7$; (в) — профиль импульса, полученный сложением 264 индивидуальных импульсов, по наблюдениям 07.02.2021 г., $S/N = 5.4$. Стрелками отмечены фазы, соответствующие периоду пульсара. По осям те же обозначения, что и на рис. 1.

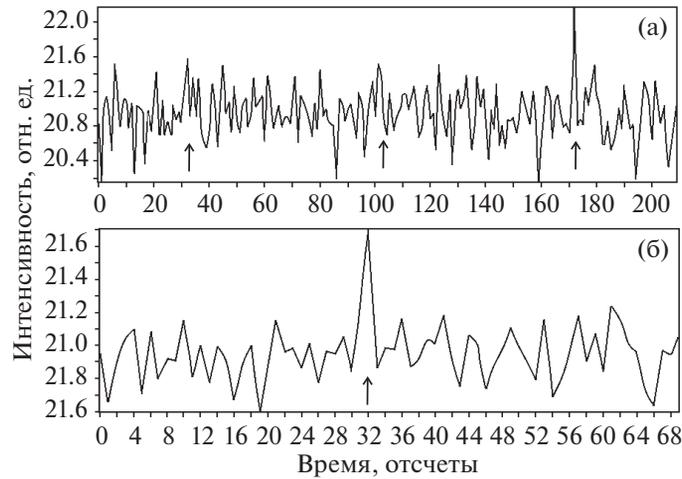


Рис. 7. (а) — Индивидуальные импульсы (группа № 107) по наблюдениям 03.03.2021 г., $DM = 23$ пк/см³, $S/N = 4.9$; (б) — профиль импульса, полученный сверткой окна, показанного на графике (а) в один период пульсара, $S/N = 6.5$. Стрелками отмечены фазы, соответствующие периоду пульсара. По осям те же обозначения, что и на рис. 1.

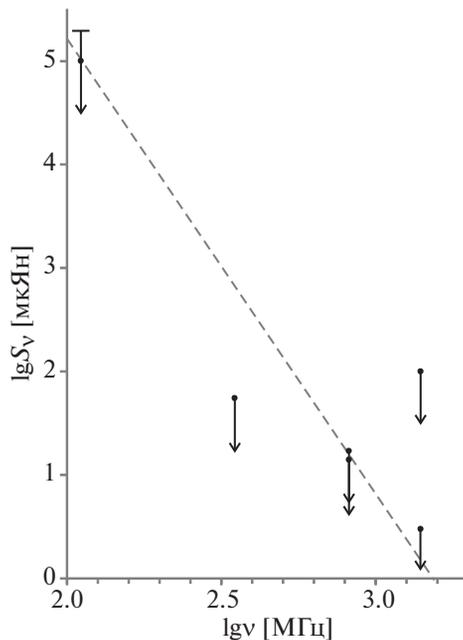


Рис. 8. Спектр. Данные на частотах 318, 820 и 1400 МГц взяты из работ Абдо и др. (2010), Халперн и др. (2002, 2007), на частоте 111 МГц — из настоящей работы.

суммарных периодов. Здесь мы видим три компонента импульса с близкой шириной. По-видимому, интегральный профиль пульсара сложный и состоит из двух-трех компонент с близкой амплитудой, шириной около 9 мс и расстоянием между ними около 12 мс.

В отличие от интегрального профиля, индивидуальные импульсы, как правило, узкие (ширина 3–8 мс либо уже, так как временной отсчет равен 2.4576 мс). Пример таких импульсов показан на рис. 2а и 7. На последнем рисунке виден один сильный узкий импульс с отношением $S/N = 5$ и

два более слабых, разнесенных на P_0 . На рис. 7б показана свертка трех периодов и суммарный узкий импульс с $S/N = 6.5$. За 212 дней наблюдений было найдено около 50 индивидуальных импульсов с $S/N \geq 5$ и слабым треком на динамическом спектре, что составляет примерно 0.01% от общего числа импульсов.

Кроме основного импульса в наших наблюдениях неоднократно появлялся редкий интеримпульс в фазе, отстоящей на полпериода от главного импульса, причем это было обнаружено как в интегральных, так и индивидуальных импульсах.

На рис. 2 приведен пример такого интеримпульса. В гамма-диапазоне наблюдается интеримпульс, сравнимый с главным импульсом и отстоящий от него на полпериода (Абдо и др., 2010).

По наблюдениям за 21 день, когда виден интегральный импульс, мы оценили среднюю плотность потока за период пульсара $S_\nu = 100 \pm 20$ мЯн. Для 191 дня, когда мы не видим сигнала на уровне 3σ шумов, оценка плотности потока оказывается равной $S_\nu < 60$ мЯн. Эти оценки вместе с верхними оценками на трех частотах дециметрового диапазона представлены на рис. 8. Мы можем сделать оценку спектрального индекса радиоизлучения. При плотности потока 100 мЯн на частоте 111 МГц и верхней оценке $S_\nu < 14$ мкЯн на частоте 820 МГц из работы Абдо и др. (2010) получим $\alpha > 3.4$, если плотность потока изменяется с частотой как $S_\nu^{-\alpha}$. Это значение существенно превышает оценку среднего спектрального индекса для пульсаров (см., например, Малофеев и др., 2000; Билоус и др., 2016), где приводится значение $\alpha = 1.4$ в диапазоне 102–400 МГц для 175 и 124 пульсаров соответственно. Это близко к оценке спектрального индекса для Геминги $\alpha > 5$ в диапазоне 87–430 МГц (Малофеев, 1999).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- У гамма-пульсара J1836 + 5925 обнаружено слабое, периодическое, импульсное излучение на частоте 111 МГц.
- Излучение сильно переменное и проявляется в 10% случаев при накоплении сигнала и примерно в 0.01% индивидуальных импульсов.
- Измерена мера дисперсии $DM \cong 23 \pm 1$ пк/см³. Оценено расстояние до пульсара, которое оказалось равным 1.5 пк.
- Интегральный профиль занимает около 20% от периода и состоит из двух-трех компонент. Индивидуальные импульсы, как правило, узкие (3–8 мс, что составляет 2–5% от периода).
- Измерена плотность потока на частоте 111 МГц $S_\nu = 100 \pm 20$ мЯн и дана нижняя оценка спектрального индекса $\alpha > 3.4$.
- Вероятно наличие интеримпульса, отстоящего на полпериода от главного импульса.

Авторы выражают благодарность И.Ф. Малову за полезные дискуссии и С.В. Логвиненко за помощь в проведении наблюдений и обработку результатов.

В.М. Малофеев благодарен гранту РФФИ № 23-62-100043 за частичную поддержку по автоматизации процесса обработки данных, а М.А. Тимиркеева выражает благодарность гранту РФФИ № 22-12-00236 за частичную поддержку работы по поиску радиоизлучения от гамма-пульсаров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдо и др. (A.A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, W.B. Atwood, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M.G. Baring, et al.), *Astrophys. J.* **712**, 2109 (2010).
2. Арумугасами и др. (P. Arumugasami, G. Pavlov, and J. Blake), 40th COSPAR Scientific Assembly. Held 2–10, August 2014. Moscow, Russia (2014).
3. Билоус и др. (A.V. Bilous, V.I. Kondratiev, M. Kramer, E.F. Keane, J.W.T. Hessels, B.W. Stappers, V.M. Malofeev, C. Sobey, et al.), *Astron. Astrophys.* **5911**, 134B (2016).
4. Ватс и др. (H.O. Vats and A.K. Cigal, M.R. Deshpande, K.N. Iyer, R. Oza, Ch.R. Shah, and S. Doshi), *MNRAS* **302**, L65 (1999).
5. Каравео и др. (P.A. Caraveo, G.F. Bignami, J.E. Trumper, and E. Joachim), *Astron. Astrophys. Rev.* **7**, 209 (1996).
6. Кузьмин А.Д., Лосовский Б.Я., Письма в Астрон. журн. **23**, 323 (1997) [A.D. KuztAЩmin and B.Ya. Losovskii, *Astron. Lett.* **23**, 283 (1997)].
7. Лин и др. (Y.C. Lin, J. Chiang, J. Fierro, et al.), *IAU Circ.* **5676**, 360 (1994).
8. Маан (Y. Maan), *Astrophys. J.* **815**, 126 (2015).
9. Малов О.И., Малофеев В.М., Теплых Д.А., Логвиненко С.В., *Астрон. журн.* **92**, 112 (2015).
10. Малов, Тимиркеева (I.F. Malov and M.A. Timirkееva), *Res. Astron. Astrophys.* **18**, 84 (2018).
11. Малофеев, Малов (V.M. Malofeev and O.I. Malov), *Nature* **389**, 697 (1997).
12. Малофеев В.М., Малов О.И., *Астрон. журн.* **77**, 52 (2000).
13. Малофеев (V.M. Malofeev), *Colloquium Physics on Neutron Stars: P. 29*, St. Peterburg (1999).
14. Малофеев В.М., Малов О.И., Щеголева Н.В., *Астрон. журн.* **77**, 499 (2000).
15. Малофеев и др. (V. Malofeev, O. Malov, and D. Teplykh), *Astrophys. Space Sci.* **308**, 211 (2007).
16. Малофеев В.М., Теплых Д.А., Логвиненко С.В., *Астрон. журн.* **89**, 38 (2012).
17. Мирабал и др. (V. Mirabal, J. Halpern, M. Eracleous, and R.H. Becker), *Astrophys. J.* **541**, 180 (2000).
18. Мирабал, Халперн (V. Mirabal and J. Halpern), *Astrophys. J.* **547**, L.137 (2001).
19. Нолан и др. (P.L. Nolan, J.M. Fierro, Y.C. Lin, P.F. Michelson, T.D. Willis, J. Chiang, D.L. Bertsch, B.L. Dingus, et al.), *AIP Conf. Proc.* **304**, 360 (1994).
20. Павлов (G. Pavlov), *NASA Proposal id 14-ADAP14-220* (2014).

21. Пеллицони и др. (A. Pellizzoni, F. Govoni, P. Esposito, M. Murgia, and A. Possenti), *MNRAS* **416**, L45 (2011).
22. Реймер и др. (O. Reimer, K.T.S. Brazier, A. Caraminana, G. Kanbach, P.L. Nolan, and D.J. Thompson), *MNRAS* **324**, 772 (2001).
23. Реймер и др. (O. Reimer, K.N.S. Brazier, A. Caraminana, G. Kanbach, P.L. Nolan, and D.J. Thompson), *AIP Conf. Ser.* 510, Ed. M.L. McConnell and Y.M. Ryan (New York), 489 (2000).
24. Тимиркеева и др. (M. Timirkееva, I. Malov, V. Malofeev, and O. Malov), *Open Astron.* **30**, 119 (2021).
25. Халперн и др. (J.P. Halpern, E.V. Gotthelf, N. Mirabal, and F. Camilo), *Astrophys. J.* **573**, L41 (2002).
26. Халперн и др. (J.P. Halpern, F. Camilo, and E.V. Gotthelf), *Astrophys. J.* **668**, 1154 (2007).
27. Шитов, Пугачев (Yu. Shitov and V. Pugachev), *New Astron.* **3**, 101 (1998).

ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ О СУЩЕСТВОВАНИИ ПЛАНЕТЫ, ОБРАЩАЮЩЕЙСЯ ВОКРУГ ПУЛЬСАРА B0329+54 (J0332+5434)

© 2023 г. В. А. Потапов^{1*}, С. А. Андрианов^{2**}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Пушчинская
радиоастрономическая обсерватория (ПРАО АКЦ ФИАН), Пушино, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, математико-механический факультет,
Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10.09.2023 г.

После доработки 27.09.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Проанализированы результаты наблюдений секундного пульсара B0329+54 (J0332+5434), демонстрирующего квазипериодический ход барицентрических моментов прихода импульсов (МПИ) на длительных временных интервалах. Проверена ранее предложенная для объяснения вариаций МПИ этого пульсара гипотеза о наличии у него планеты с массой, близкой к массе планет земной группы и периодом обращения 27.8 лет. Показано, что эта гипотеза не подтверждается при рассмотрении ряда остаточных уклонений МПИ на всем доступном временном интервале наблюдений 1968–2022 гг., и что вариации МПИ этого пульсара имеют, по-видимому, иную физическую причину.

Ключевые слова: радиоастрономия, нейтронные звезды, пульсары, хронометрирование пульсаров, двойные пульсары, экзопланеты.

DOI: 10.31857/S0320010823100066, EDN: MTOOXI

1. ВВЕДЕНИЕ

После открытия первого радиопулсара в 1967 г. (Хьюиш и др., 1968) последовал взрывообразный рост интереса к этим объектам, который привел к обнаружению, уже в начале 70-х гг., десятков новых пульсаров. Что наиболее важно для нас, практически сразу были начаты их регулярные наблюдения методом хронометрирования (тайминга). В частности, на радиотелескопах Jet Propulsion Laboratory (JPL) такая программа была начата уже в 1968 г., а результаты были опубликованы в виде рядов моментов прихода импульсов (МПИ) (Даунс, Краузе-Полстофф, 1986). Таким образом, на сегодняшний день мы имеем для некоторых из пульсаров исключительно длительные для радиоастрономии ряды наблюдений.

Хронометрирование пульсаров, т.е. точное определение МПИ на радиотелескоп (локальные или топоцентрические МПИ) и в барицентр Солнечной системы (барицентрические МПИ), оказалось одним из наиболее плодотворных способов их изучения. Результаты проводимых этим методом наблюдений, с точки зрения достигнутой точности

определения вращательных, астрометрических и орбитальных параметров пульсаров, стоят в одном ряду с результатами, получаемыми наиболее точными астрометрическими измерениями.

Уже через несколько лет наблюдений стало ясно, что первоначально предложенная простейшая динамическая модель пульсара как вращающегося магнитного диполя, замедляющегося из-за магнитодипольных потерь, не вполне адекватна наблюдательным данным. То же относится и к феноменологической модели, для которой в качестве параметров используются период собственного вращения пульсара и его первая и вторая производные (P, \dot{P}, \ddot{P}). Стандартная процедура уточнения семи основных параметров одиночного пульсара (координат и собственных движений, периода и его первой и второй производных) по методу наименьших квадратов (МНК) (см., например, Дорошенко, Копейкин, 1990) не всегда приводила к удовлетворительному результату. Ряды остаточных уклонений барицентрических моментов прихода импульсов (ОУ МПИ) (разницы между наблюдаемыми и рассчитанными МПИ) демонстрировали необычные тренды, которые не удавалось свести к “белому” шуму вариацией параметров модели. Особенно интересными выглядели обнаруженные у некоторых пульсаров периодические или квазипериодические

* Электронный адрес: potap@prao.ru

** Электронный адрес: st086842@student.spbu.ru

ходы ОУ МПИ, естественным объяснением которых является предположение о наличии у пульсара компаньона.

В 1974 г. был обнаружен миллисекундный двойной пульсар В1913+16 и точно определены кеплеровские и релятивистские посткеплеровские параметры его двойной системы. Обнаружение излучения ею гравитационных волн (Вайсберг и др., 1981) послужило толчком для активизации поиска подобных объектов. К настоящему времени открыто 376 двойных пульсаров, для которых определен период обращения в орбитальной системе и оценена масса компаньона. Согласно последней версии каталога Australia Telescope National Facility (ATNF pulsar catalogue) (Манчестер и др., 2006, 2023), среди них числятся 70 пульсаров с массой компаньона $m_c < 0.1 M_\odot$ (системы со “сверхлегким” компаньоном), шесть — с $m_c < 0.01 M_\odot$, два — с $m_c < 0.001 M_\odot$ (так называемые Юпитеры J3222-2650 и J1719-1438) и только один, обладающий планетной системой (В1257+12). Планетная система вокруг миллисекундного пульсара В1257+12 была обнаружена в 1991 г. (Вольжан, Фрейл, 1992), но сложность с обработкой и интерпретацией данных позволила окончательно определить кеплеровские параметры и массы трех ее планет ($m_c \approx 0.02; 4.3; 3.9 M_\oplus$) только к 2003 г. (Коначки, Вольжан, 2003).

Ниже на основании анализа архивных рядов МПИ и собственных наблюдений нами будет проверена гипотеза о существовании планеты, обращающейся вокруг В0329+54 с периодом ≈ 27.8 лет. Для ее проверки нами был использован ряд наблюдений этого пульсара общей длительностью около 54 лет (1968–2022 гг.), что дает возможность пронаблюдать около двух полных периодов обращения гипотетической планеты. Это позволяет нам, в отличие от предшествующих авторов, вынужденно ограниченных наблюдательными рядами продолжительностью не более 1.6 предполагаемого периода планеты, сделать уверенный вывод о ее существовании или ее отсутствии.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ПЕРВИЧНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ

В работе были использованы две группы рядов МПИ пульсара В0329+54: 1) опубликованные результаты наблюдений на радиотелескопах JPL в период 1968–1986 гг. на частоте 2388 МГц (Даунс, Краузе–Полстофф, 1986), эти ряды доступны в виде МПИ, редуцированных в точку отсчета, связанную с центром Земли; 2) результаты наблюдений на радиотелескопе БСА (большой сканирующей антенне) ПРАО АКЦ ФИАН в Пушино в 1978–2022 гг. на частотах 102.76 и 112 МГц в полосе 2.5 МГц, состоящие, в свою очередь, из трех

групп данных: в частности, результатов наблюдений в ПРАО в 1978–2012 гг. с использованием аналоговых анализаторов спектров (АС) в 32–128 частотных каналах и временным разрешением данных 2.432 мс (при постоянной времени 3 мс), результатов 2011–2012 гг., полученных с использованием цифрового анализатора спектра (ЦАС) в 512 частотных каналах с временным разрешением 2.432 мс (наблюдения Т.В. Шабановой), и результатов 2014–2022 гг., полученных с использованием ЦАС с временным разрешением 1.2288 и 2.4576 мс (наблюдения В.А. Потапова и А.Н. Казанцева). Данные с БСА за 1978–2011 гг. были доступны в виде топоцентрических МПИ, данные 2011–2022 гг. (ЦАС) — в виде исходных записей наблюдений пульсаров.

Первичная обработка данных проводилась по стандартному алгоритму хронометрирования пульсаров. Суммарный профиль пульсаров за сеанс наблюдений (определяемый временем прохождения через 1/2 максимума диаграммы направленности БСА) во всех случаях получался синхронным с периодом суммированием импульсов. Компенсация меры дисперсии проводилась суммированием импульсов в отдельных частотных каналах с учетом временной задержки, возникающей при прохождении радиосигналов разных частот через межзвездную среду. МПИ в локальной шкале времени (на радиотелескопе) определялись путем нахождения максимума кросс-корреляции эталонного (шаблонного) профиля пульсара с суммарным за каждый сеанс наблюдений импульсом, полученным из 464 индивидуальных импульсов пульсара. Шаблонный профиль был получен нами суммированием 676 средних за сеанс импульсов пульсара с высоким отношением сигнал/шум (т.е. всего из 313 664 индивидуальных импульсов). Один и тот же шаблон использовался для обработки данных всех сеансов наблюдений, проведенных на ЦАС на БСА в 2011–2022 гг. МПИ суммарного импульса пульсара при использовании такого метода очевидно имеет фазовый сдвиг, зависящий от используемого шаблона (который часто является различным для рядов, полученных на разных телескопах и разными авторами). Это создает проблему объединения разнородных массивов МПИ. При наличии большого временного разрыва между частями ряда МПИ и отсутствии характеристик использованного при их получении шаблона неопределенный фазовый сдвиг между частями ряда может привести к ошибочным определениям параметров пульсаров. В нашем случае устранение фазового сдвига (сшивки) рядов JPL и БСА осуществлялось путем минимизации среднеквадратичных отклонений ОУ МПИ их перекрывающихся по времени фрагментов. В частности, ряды JPL и БСА перекрываются

на промежутке с 1978 по 1983 г., ряды БСА, полученные на АС и на ЦАС — с 2011 по 2012 г. Ошибка, возникающая при таком подходе, много меньше, чем характерная амплитуда исследуемых нами вариаций ОУ МПИ, и не влияет на полученные результаты. Пульсар В0329+54 обладает двумя модами излучения, нормальной и аномальной, число импульсов от которых соотносится приблизительно как 4 к 1, а их МПИ отличаются примерно на 1 мс. Так как время излучения в одной моде у этого пульсара много больше типичного времени сеанса наблюдений (около 330 с для БСА), в ходе каждого сеанса обычно накапливаются импульсы в одной моде. В нашей работе использовались только МПИ, полученные в нормальной моде излучения.

3. АНАЛИЗ МПИ ПУЛЬСАРА В0329+54

Ранее найденные у данного пульсара гармонические вариации ОУ МПИ были сначала проинтерпретированы как следствие возможного наличия на орбите В0329+54 планеты с периодом обращения 1105 дней (Демьянски, Прошински, 1979). Необычный ход ОУ МПИ данного пульсара, проявившийся при наблюдениях на более длительных временных интервалах, привел к предположению, что вокруг него обращается еще один компаньон малой массы $m_c \sin i \approx 2 M_{\oplus}$ (в предположении, что масса пульсара имеет типичное значение $m_p = 1.4 M_{\odot}$) с периодом в 16.9 лет (Шабанова, 1995). Последующие исследования (Конацки и др., 1999) показали отсутствие обеих периодичностей в 16.9 лет и 1105 дней в МПИ при анализе данных на временном интервале 1968–1998 г. Позднее (Старовойт, Родин, 2017) на основе анализа рядов JPL, ПРАО и наблюдений в Калязинской обсерватории (на частоте 600 МГц) вновь был обнаружен “большой” орбитальный период, равный 27.8 годам, дана та же оценка массы его компаньона, что в работе (Шабанова, 1995), и не подтвержден период в 1105 дней. Отметим, что в обеих работах (Шабанова, 1995; Старовойт, Родин, 2017) ряд МПИ охватывал примерно 1.6 предполагаемого орбитального периода. В работе Конацкого и др. (1999) имеется большой разрыв данных с 1984 по 1994 г., а корректность фазовой привязки двух частей ряда вызывает определенное сомнение из-за длительного (около 10 лет) разрыва в наблюдаемых данных.

В табл. 1 приведены оценки основных параметров пульсара и гипотетической планетной системы, дававшиеся ранее разными авторами. В правом столбце указаны орбитальные параметры, проверяемые нами и использованные при дальнейшем расчете ОУ МПИ.

В обеих работах (Шабанова, 1995; Старовойт, Родин, 2017) для определения параметров гипотетической планеты использовался стандартный способ уточнения параметров пульсаров по МНК путем вариации их начальных значений, включающих орбитальные (кеплеровские) параметры планетной системы. Очевидная потенциальная проблема такого подхода заключается в том, что наличие производных частоты собственного вращения пульсара ν и эффект орбитального движения могут сходным образом проявляться в его МПИ. В частности, наличие у пульсара производных частоты собственного вращения до $\ddot{\nu}$ включительно, не учтенных в модели, проявляется на графике ОУ МПИ в виде полинома третьей степени по времени. Для времени наблюдений $T_{\text{obs}} \leq 1.6P_{\text{orb}}$ этот эффект может быть трудно отличим от эффекта, возникающего из-за орбитального движения пульсара. Таким образом, при формальном применении метода наименьших квадратов для уточнения параметров, мы можем получить для некоторых из них (в частности, орбитальных) бессмысленные значения, несмотря на то что рассчитанные с их использованием среднеквадратичные отклонения ряда ОУ МПИ будут уменьшаться.

Чтобы избежать подобной ошибки, желательно иметь возможность провести обработку ряда длительностью хотя бы в два орбитальных периода. В этом случае определение орбитальных параметров становится более надежным, так как вызванный орбитальным движением ход ОУ МПИ уже не может быть удовлетворительно смоделирован при использовании производных до $\ddot{\nu}$. Формальное применение в модели для вычисления МПИ производных ν более высоких порядков (так называемое выбеливание ряда) позволяет при подходящем подборе коэффициентов при производных ν смоделировать квазигармонический ход ОУ МПИ по времени (характерный для орбитального движения). Однако такой подход, очевидно, лишен физического смысла. Применение неправильных, но формально удовлетворяющих критериям МНК на ограниченном временном интервале параметров пульсара, приведет к резкому увеличению среднеквадратичных отклонений ОУ МПИ на более длительном временном интервале, что и служит критерием адекватности модели. В некоторых случаях использование неадекватных значений параметров (включая орбитальные) может привести к так называемой потере фазы (росту значений ОУ МПИ до величин, намного превосходящих период собственного вращения пульсара).

Для проверки гипотезы о наличии планеты вокруг В0329+54 мы использовали объединенный ряд геоцентрических МПИ JPL и топоцентрических МПИ ПРАО, полученный по алгоритму, описанному в разделе 2. Общая продолжительность

Таблица 1. Параметры гипотетической планетной системы вокруг пульсара В0329+54

Параметр	$P_{\text{orb}} \approx 3$ года (Демьянски, Прошински, 1979)	$P_{\text{orb}} \approx 16.9$ лет (Шабанова, 1995)	$P_{\text{orb}} \approx 27.8$ лет (Старовойт, Родин, 2017), данная статья
Орбитальный период P_b (дни)	1105(25)	6160(60)	10 140(11)
Проекция большой полуоси орбиты пульсара $a_p \sin i$ (мс)	1.201(142)	17.7(4)	21.58(14)
Эксцентриситет e	0	0.23(2)	0.236(11)
Эпоха прохождения периастра T_0 (MJD)	41 139(30)	41 056.5(60.0)	47 708(50)*
Долгота периастра ω ($^\circ$)	—	269(3)	240(5)*
Оценка массы планеты $m_c \sin i^{**}$ (M_\oplus)	0.3(1)***	$\simeq 2$	1.97(19)
Оценка большой полуоси орбиты планеты a^{**} (AU)	2.3(1)***	7.3(1)	10.26(07)

* Параметры отсутствуют в (Старовойт, Родин, 2017) и вычислены авторами данной статьи непосредственно из рядов МПИ.

** Оценка сделана в предположении, что масса пульсара равна $1.4 M_\odot$ (Шабанова, 1995) или $1.44 M_\odot$ (Старовойт, Родин, 2017).

*** Оценка из (Шабанова, 1995).

Примечание. Везде в круглых скобках указана ошибка измерения (последние значащие цифры), указанная авторами работ.

ряда составляет около двух периодов обращения гипотетической планеты вокруг пульсара и, таким образом, может служить для уверенной проверки гипотезы о ее существовании. Нами были использованы в качестве начальных параметры пульсара из работы (Старовойт, Родин, 2017). Мы не приводим здесь результат обработки ряда МПИ с параметрами из работы (Шабанова, 1995), так как этот результат уже был “закрит” более ранними работами ряда авторов (см. выше) и его дальнейшего обсуждения не представляет интереса.

Суммарный ряд МПИ за 1968–2022 гг. был обработан по стандартному алгоритму хронометрирования (тайминга) одиночных и двойных пульсаров (Дамур, Деруэлл, 1986; Дорошенко, Копейкин, 1990) с использованием программы фазового анализа timarg405 (ПРАО) и эфемерид DE405 JPL. Наблюдаемые МПИ были редуцированы нами в барицентр Солнечной системы с использованием параметров пульсара и двойной системы, которые приведены в табл. 1 (последний столбец) и табл. 2. При наличии планеты и использовании только вращательных и астрометрических параметров мы должны были бы, очевидно, получить квазигармоническую кривую хода барицентрических ОУ МПИ. Эта кривая модулируется эффектами Рёмера и Допплера, вызванными движением пульсара в двойной системе, и содержит два полных периода в 10 140 дней с амплитудой около 25 мс. При использовании для моделирования также орбитальных параметров из табл. 1 следует ожидать существенного уменьшения “размаха” ОУ МПИ

на графике в сравнении с графиком для модели без учета орбитального движения.

На рис. 1 нами приведен полученный в результате обработки данных, использованных в (Ста-

Таблица 2. Параметры пульсара В0329+54

Параметр	Значение
α , ($h^m s$)	03 32 59.373(1)
δ , ($^\circ ' ''$)	54 34 43.49(2)
μ_α (0.001'')	17(1)
μ_δ (0.001'')	−10(1)
ν (c^{-1})	1.3995410093399(14)
$\dot{\nu}$ (c^{-2})	$-4.0114433(2) \times 10^{-15}$
$\ddot{\nu}$ (c^{-3})	$3.37(2) \times 10^{-27}$
P_{epoch} (MJD)	48 000
DM (пк cm^{-3})	27.776(1)*

* Параметр взят из каталога ATNF (Манчестер и др., 2005, 2023)

Примечание. Параметры взяты из (Старовойт, Родин, 2017). Обозначения: α, δ — склонение и прямое восхождение в эпохе 2000, μ_α, μ_δ — собственные движения, $\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$ — частота собственного вращения пульсара и ее производные, P_{epoch} — эпоха определения частоты собственного вращения, DM — мера дисперсии.

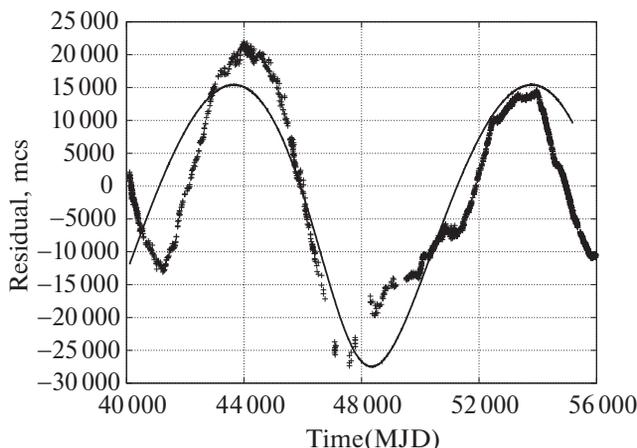


Рис. 1. Ход остаточных уклонений МПИ В0329+54. По оси X — МПИ в модифицированных юлианских днях, по Y — остаточные уклонения МПИ в микросекундах. Наблюдательные данные показаны крестиками (использованы параметры из табл. 2), модель двойной системы с параметрами из табл. 1 (последний столбец) и табл. 2 — сплошной линией.

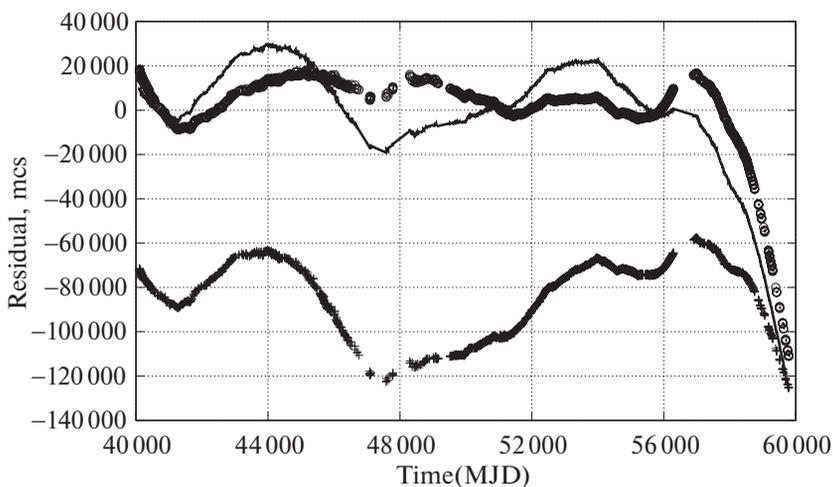


Рис. 2. Ход остаточных уклонений МПИ В0329+54 на всем интервале наблюдений. По оси X — МПИ в модифицированных юлианских днях, по Y — остаточные уклонения МПИ в микросекундах. Верхние графики приведены с параметрами из табл. 1 (последний столбец) и табл. 2. Графики приведены для моделей с учетом (кружки) и без учета (сплошная линия) гипотетической планеты. Нижний график (крестики, для удобства смещен по оси Y на -80 мс) — ОУ МПИ после уточнения астрометрических и вращательных параметров (до $\dot{\nu}$ включительно) по МНК на всем доступном временном интервале (без модели планеты).

ровойт, Родин, 2017), ряд ОУ барицентрических МПИ, который совпадает (с точностью до фазы МПИ), с графиком на рис. 1 из той же работы. График в иллюстративных целях построен без вычитания вариаций МПИ, обусловленных орбитальным движением в двойной системе, также приведена модельная кривая хода ОУ МПИ пульсара в гипотетической двойной системе. Как можно видеть, кривые на графике удовлетворительно соответствуют друг другу на данном временном интервале.

На рис. 2 приведены графики ОУ МПИ на всем доступном нам временном интервале. Легко видеть, что квазигармоническая составляющая исчезает из

рядов ОУ МПИ после $MJD \approx 56\,000$, и ряд начинает быстро расходиться, что свидетельствует о том, что модель планеты с периодом 27.8 лет не может адекватно описать результаты наблюдений на всем временном интервале. Также на графике показан ход ОУ МПИ только с астрометрическими и вращательными параметрами, уточненными нами по МНК на всем временном интервале. Легко видеть, что последняя модель одиночного пульсара, по меньшей мере, не хуже описывает наблюдаемый ход ОУ МПИ, чем модель планетной системы, использованная в (Старовойт, Родин, 2017).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании опубликованных и независимо полученных авторами из собственных наблюдений рядов МПИ были исследованы результаты хронометрирования (тайминга) пульсара B0329+54 на временном интервале около 54 лет.

Ряды ОУ МПИ B0329+54 продемонстрировали необычный ход, содержащий квазипериодические вариации с характерными временами от 3 до более чем 27 лет. Предположения о стабильных вариациях МПИ с периодами ≈ 3 и ≈ 17 лет на длительном временном интервале, которые могли быть проинтерпретированы как наличие планет вокруг этого пульсара, были опровергнуты ранее на основании проведенных рядом авторов наблюдений.

Нами было проверено сделанное в (Старовойт, Родин, 2017) утверждение о наличии у B0329+54 планеты с массой около $2 M_{\oplus}$ и периодом ≈ 27.8 года. Были проанализированы ОУ МПИ пульсара на всем доступном временном интервале длительностью около 54 лет (около 2 периодов гипотетической планеты). Нами был сделан вывод об отсутствии у пульсара планеты с указанными параметрами. Таким образом, вопрос о природе квазипериодических вариаций МПИ от пульсара B0329+54 остается открытым.

Отметим, что схожие с найденными у B0329+54 квазипериодические вариации МПИ ранее были отмечены у некоторых секундных пульсаров (см., например, Хоббс и др., 2010; Шабанова, 2013). Интерпретация подобных ходов МПИ на многолетних интервалах времени вызывает большие затруднения. Для их объяснения рядом авторов использовались различные модели. В частности, следует упомянуть модели прецессии (Шабанова и др., 2001) или “медленных глитчей” (Шабанова, 2009) у пульсара B1642-03, предположение о наличии планет у B0943+10 (Старовойт, Сулейманова, 2019) и у B0525+21 (Родин, 2019). Во многих случаях авторы вынужденно довольствуются феноменологическим описанием наблюдаемых вариаций (“пульсарный шум”), ограничиваясь качественным описанием наблюдаемого хода МПИ (Хоббс и др., 2010).

Авторы выражают благодарность А.Н. Казанцеву (ПРАО, MPIfR) за помощь в подготовке

наблюдений, С.В. Логвиненко и К.А. Лапаеву (ПРАО) за помощь в их проведении, В.Д. Пугачеву (ПРАО) за работу по систематизации и сохранению архива наблюдений по программе хронометрирования на радиотелескопе БСА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайсберг и др. (J.M. Weisberg, J.H. Taylor, and L.A. Fowler), *Scientific American*, **245**, 74 (1981).
2. Вольжан, Фрейл (A. Wolszczan and D. Frail), *Nature* **355**, 145 (1992).
3. Дамур, Деруэлл (T. Damour and N. Deruelle), *Annales de l'I. H. P., section A* **44**, 263 (1986).
4. Даунс, Краузе-Полстофф (G.S. Downs and J. Krause-Polstoff), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **62**, 81 (1986).
5. Демьянски, Прошински (M. Demianski and M. Proszynski), *Nature* **282**, 383 (1979).
6. Дорошенко О.В., Копейкин С.М., *Астрон. журн.* **68**, 986 (1990).
7. Конацки, Вольжан (M. Konacki and A. Wolszczan), *Astrophys. J.* **591**, 147 (2003).
8. Кордс (J.M. Cordes), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **36**, 43 (1993).
9. Манчестер и др. (R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs), *Astron. J.* **129**, 1993 (2005), ATNF CSIRO Pulsar Catalogue, v.1.70 <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat> (2023)
10. Родин А.Е., *Астрон. журн.* **96**, 241 (2019).
11. Старовойт Е.Д., Сулейманова С.А., *Астрон. журн.* **96**, 305 (2019).
12. Старовойт Е.Д., Родин А.Е., *Астрон. журн.* **94**, 944 (2017).
13. Хоббс и др. (J. Hobbs, A.G. Lyne, and M. Kramer), *MNRAS* **402**, 1027 (2010).
14. Хьюиш и др. (A. Hewish, S.J. Bell, J.D.H. Pilkington, P.F. Scott, and R.A. Collins), *Nature* **217**, 709 (1968).
15. Шабанова (T.V. Shabanova), *Astrophys. J.* **453**, 779 (1995).
16. Шабанова (T.V. Shabanova), *Astrophys. J.* **700**, 1009 (2009).
17. Шабанова (T.V. Shabanova), *Astrophys. J.* **775**, 2 (2013).
18. Шабанова и др. (T.V. Shabanova, A.G. Lyne, and J.O. Urama), *Astrophys. J.* **552**, 321 (2001).

ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2023 г. М. Д. Афолина^{1,2*}, А. В. Бирюков^{2,3,4}, С. Б. Попов^{2,5**}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики",
факультет физики, Москва, Россия

⁴Институт физики, Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия

⁵ICTP — Международный центр теоретической физики, Триест, Италия

Поступила в редакцию 15.08.2023 г.

После доработки 10.09.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

Рассматривается эволюционный статус недавно обнаруженных долгопериодических радиоисточников PSR J0901-4046, GLEAM-X J1627-52, GPM J1839-10. Существует предположение, что все три являются радиопульсарами. В рамках стандартных сценариев считается, что для работы пульсарного механизма необходимо исключить проникновение внешнего вещества под световой цилиндр, что соответствует стадии Эжектора. Показано, что при реалистичных свойствах межзвездной среды 76-секундный пульсар PSR J0901-4046 должен находиться на этой стадии, в то время как источники GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 с периодами $\gtrsim 1000$ с могут находиться на этой стадии только при нереалистично высоких дипольных полях $\gtrsim 10^{16}$ Гс. Также мы показываем, что источники с периодами ~ 100 с и полями $\lesssim 10^{13}$ Гс не могут быть Эжекторами в реалистичной межзвездной среде. Таким образом, предсказывается, что долгопериодические радиопульсары со стандартными магнитными полями не будут обнаружены.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары.

DOI: 10.31857/S0320010823090012, EDN: PTUSVH

ВВЕДЕНИЕ

Эволюционный статус и наблюдательные проявления одиночных нейтронных звезд зависят не только от собственных параметров компактного объекта (период вращения, магнитное поле, температура и т.д.), но и от того, как происходит взаимодействие с внешней средой. Это определяется двумя основными параметрами: плотностью среды и скоростью нейтронной звезды относительно внешней среды. Выделяют четыре основные эволюционные стадии нейтронной звезды (см., например, Липунов, 1987): Эжектор, Пропеллер, Аккректор и Георотатор. В данной работе, посвященной долгопериодическим радиопульсарам, нас будут интересовать первые две стадии. На стадии Эжектора

поток релятивистских частиц от нейтронной звезды является достаточно сильным, чтобы внешняя среда не попадала внутрь так называемого светового цилиндра. Радиус светового цилиндра соответствует максимальному расстоянию, на котором возможно твердотельное вращение магнитных силовых линий:

$$R_l = c/\omega. \quad (1)$$

Здесь c — скорость света, $\omega = 2\pi/P$ — частота вращения, P — период вращения нейтронной звезды. Именно на этой стадии нейтронная звезда может проявлять себя как радиопульсар. Для этого необходимо, чтобы в магнитосфере работал каскад рождения электрон-позитронных пар. Часто условия существования каскада определяют через так называемую линию смерти (см., например, Бескин, 1999). Нас, однако, в дальнейшем не будет интересовать выполнение этого условия, поскольку мы рассматриваем принципиальное ограничение

* Электронный адрес: afonina.md19@physics.msu.ru

** Электронный адрес: sergepolar@gmail.com

(необходимое условие), связанное с нахождением нейтронной звезды на стадии эжекции.

На стадии Пропеллера вещество может начать проникать под световой цилиндр, препятствуя распространению потока релятивистского ветра, в конечном счете “выключая” механизм его генерации. В наиболее часто встречающихся случаях условие перехода со стадии Эжектора на стадию Пропеллера можно записать через равенство двух критических радиусов. Одним из них является радиус гравитационного захвата:

$$R_G = \frac{2GM}{v^2}. \quad (2)$$

Здесь M — масса нейтронной звезды, а v — ее скорость относительно межзвездной среды. При этом здесь и далее мы считаем, что v всегда больше скорости звука в теплой межзвездной среде: $c_s \sim \sqrt{kT/m_p} \sim 10$ км/с для $T \sim 10^4$ К (Клессен, Гловер, 2016).

Вторым критическим радиусом является так называемый радиус Шварцмана. Его можно выразить через равенство давления релятивистского (пульсарного) ветра и давления во внешней среде:

$$R_{Sh} = \left(\frac{\xi \mu^2 (GM)^2 \omega^4}{\dot{M} v^5 c^4} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь $\mu = BR^3$ — магнитный момент, который можно определить через поле на экваторе B и радиус нейтронной звезды R . Параметр \dot{M} определяет свойства внешней среды и равен темпу аккреции, если таковая возможна. Мы оцениваем его как $\dot{M} = \pi R_G^2 \rho v$, где ρ — плотность межзвездной среды. Иногда ее удобно выразить через концентрацию $n = \rho/m_p$, где m_p — масса протона. Давление внешней среды, соответственно, равно ρv^2 .

Выражение (3) основывается на том, что мощность пульсарного ветра равна $L_w = \xi \mu^2 \omega^4 / c^4$, где фактор $\xi \approx 1 + 1.4 \sin^2 \alpha$ зависит от угла α между осью вращения и магнитной осью нейтронной звезды (Филиппов и др., 2014). В предположении изотропного распределения магнитных углов пульсаров $\xi \approx 1.93$. Далее в расчетах мы принимаем $\xi = 2$.

Условие существования Эжектора в том случае, когда $R_G > R_l$, формулируется как $R_{Sh} = R_G$. Однако для больших периодов вращения может сложиться ситуация, когда $R_l > R_G$. В таком случае критическим условием будет равенство $R_{Sh} = R_l$.

Задав период вращения нейтронной звезды, ее магнитное поле, плотность внешней среды и скорость относительно нее, мы можем легко рассчитать, находится ли звезда на стадии Эжектора или Пропеллера. В первом случае возможно

существование радиопульсара. Во втором — нет. В следующем разделе мы описываем параметры долгопериодических пульсаров и родственных им источников, а затем прилагаем эти простые соображения к недавно открытым долгопериодическим пульсарам.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАРЫ

В течение долгого времени максимальные периоды известных радиопульсаров составляли ~ 10 с. Однако за последние два года было представлено три источника с существенно более длинными периодами. Кроме того, существуют еще два интересных объекта, возможно родственных долгопериодическим пульсарам. В этом разделе мы кратко перечислим основные наблюдательные свойства этих источников.

PSR J0901-4046 был открыт в 2020 г. на радиотелескопе MeerKAT в Южной Африке на частоте 1.3 ГГц (Калейб и др., 2022). Он имеет период 75.88 с и $\dot{P} = 2.25 \times 10^{-13}$ с/с. По стандартной формуле для энергопотерь пульсаров это соответствует магнитному полю 1.3×10^{14} Гс. Форма его отдельных импульсов различна в гораздо большей степени, чем это обычно наблюдается у радиопульсаров. Вследствие малой меры дисперсии этого источника 52 ± 1 пк/см³, расстояние до него оценивается в 330–470 пк в зависимости от модели плотности свободных электронов в Галактике.

Источник GLEAM-X J1627-52 был открыт с помощью наблюдений на радиотелескопе Murchison Widefield Array (MWA) в 2018 г. на частотах 72–231 МГц (Харлей-Уокер и др., 2022). Активная фаза длилась около трех месяцев. За это время был зарегистрирован 71 импульс, что позволило определить период 1091 с. Для производной периода был получен предел $\dot{P} < (1-4) \times 10^{-9}$ с/с. Излучение обладает сильной линейной поляризацией ($\sim 88\%$). Яркостная температура оценивается в 10^{16} К. Радиосветимость примерно на три порядка превосходит потери вращательной энергии.

GPM J1839-10 также был впервые зарегистрирован на MWA (Харлей-Уокер и др., 2023). Затем источник наблюдался на Australia Telescope Compact Array (ATCA), радиотелескопе Parkes/Murrumbidgee, на Australian Square Kilometre Array Pathfinder (ASKAP) и на MeerKAT. Период пульсаций равен 1318.2 с. Предел на производную периода составляет $\dot{P} < 3 \times 10^{-9}$ с/с. Интересно, что источник удалось идентифицировать в архивных радиоданных, охватывающих более тридцати лет! Исходя из значения меры дисперсии $273.5 \pm \pm 2.5$ пк/см³, расстояние до GPM J1839-10 удастся, по сути, лишь ограничить снизу как $d \gtrsim \gtrsim 2.8$ кпк.

Вероятно, есть источник, во многом напоминающий по своим свойствам пульсары GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10. Это так называемый радиотранзиент в области центра Галактики (Galactic center radio transient — GCRT) GCRT J1745-3009. Источник впервые был зарегистрирован в радиодиапазоне на VLA на частоте 0.33 ГГц в 2002 г., а затем наблюдался еще несколько раз (Хайман и др., 2005). Во время первой регистрации источник продемонстрировал пять мощных (порядка 1 Ян) всплесков длительностью около 10 мин. Интервал между всплесками составлял примерно 77 мин, что можно интерпретировать как вероятный период вращения. Во время последующих эпизодов активности было зарегистрировано лишь по одному всплеску, которые были слабее первых. Объект не удалось отождествить в других диапазонах спектра. Источник имел большую яркостную температуру, что указывает на когерентный механизм излучения. Природа источника остается неизвестной (некоторые экзотические сценарии с нейтронными звездами обсуждались, например, в препринте Попов, 2008).

Наконец, упомянем источник 1E161348-5055 в остатке сверхновой RCW 103. Он был обнаружен обсерваторией Эйнштейн в рентгеновском диапазоне (Туохи, Гармире, 1980). Важным результатом стало обнаружение периодических пульсаций излучения, связанных с вращением нейтронной звезды (Де Лука и др., 2008). Период вращения равен 6.67 ч, а производная периода имеет верхний предел $\dot{P} < 7 \times 10^{-10}$ с/с. Затем была обнаружена магнитарная активность этого объекта (Реа и др., 2016; Д’Аи и др., 2016). Нам этот источник интересен в первую очередь своим длинным периодом. Это делает его потенциальным “родственником” пульсаров GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10, т.е. у них может быть общий механизм быстрого замедления (см. ниже раздел “Обсуждение”), хотя современные наблюдательные проявления у них существенным образом различаются.

С точки зрения физики радиопульсаров объекты с большими периодами вызывают вопросы, связанные с механизмом генерации радиоизлучения. Во-первых, все они лежат за линией смерти. Во-вторых, у некоторых из них даже радиосветимость превосходит потери вращательной энергии. Однако в следующем разделе данной заметки мы рассмотрим совсем другую проблему, связанную с эволюционным статусом этих источников. Как мы увидим, для некоторых из них необходимо достаточно экстремальное сочетание величины магнитного поля и пространственной скорости для того, чтобы объекты находились на стадии эжекции.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Из условия равенства $R_{Sh} = R_G$ при $R_G > R_l$ мы можем получить уравнение для критической скорости:

$$v_{p1} = \left(\frac{8\pi c^4 (GM)^2 \rho}{\mu^2 \omega^4} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Это уравнение можно переписать как $v_{p1} = 27.4 P_2^2 n^{1/2} B_{14}^{-1}$ км/с, если параметры звезды нормированы на типичные (для нашей задачи) значения: период $P_2 = P/(100 \text{ с})$, поле на экваторе $B_{14} = B/(10^{14} \text{ Гс})$, а концентрация n берется в единицах см^{-3} . Масса звезды принята равной $1.4 M_\odot$, радиус 10 км. Если скорость объекта $v < v_{p1}$, то он оказывается на стадии Пропеллера.

В случае же $R_G < R_l$ необходимо использовать условие $R_{Sh} = R_l$, и тогда для критической скорости получаем:

$$v_{p2} = \left(\frac{\mu^2 \omega^6}{4\pi \rho c^6} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

После аналогичных нормировок формула запишется как $v_{p2} = 2840 P_2^{-3} B_{14} n^{-1/2}$ км/с. Стадия Пропеллера в этом случае соответствует скорости выше критической: $v > v_{p2}$.

Рассмотрим, используя уравнения (4) и (5), при каких параметрах источники PSR J0901-4046, GLEAM-X J1627-52, GPM J1839-10 могут находиться на стадии эжекции. На рис. 1 изображено графическое представление уравнений для разных значений магнитных полей и двух периодов: 76 с (черными прерывистыми линиями) и 1318 с (оранжевыми непрерывными линиями).

Графики имеют излом на скорости v_{br} , определяемой из условия $R_G = R_l$:

$$v_{br} = \left(\frac{2GM\omega}{c} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

или $v_{br} = 279 P_2^{-1/2}$ км/с после нормировки. Область под каждой ломаной линией соответствует Эжекторам для данных значений магнитного поля и концентрации окружающей среды. Над линией находятся объекты на стадии Пропеллера. Так, например, для $P = 1318$ с и полей 10^{14} Гс и ниже Эжекторов нет при концентрации среды $\gtrsim 10^{-3.5} \text{ см}^{-3}$.

Стоит, однако, отметить, что величины полей B , указанные рядом с соответствующими линиями на рис. 1, до некоторой степени условны. В общем случае они могут быть связаны с реальным B_0 на поверхности звезды соотношением вида

$$\frac{B}{B_0} = R_{10}^{-3} \sin \alpha, \quad (7)$$

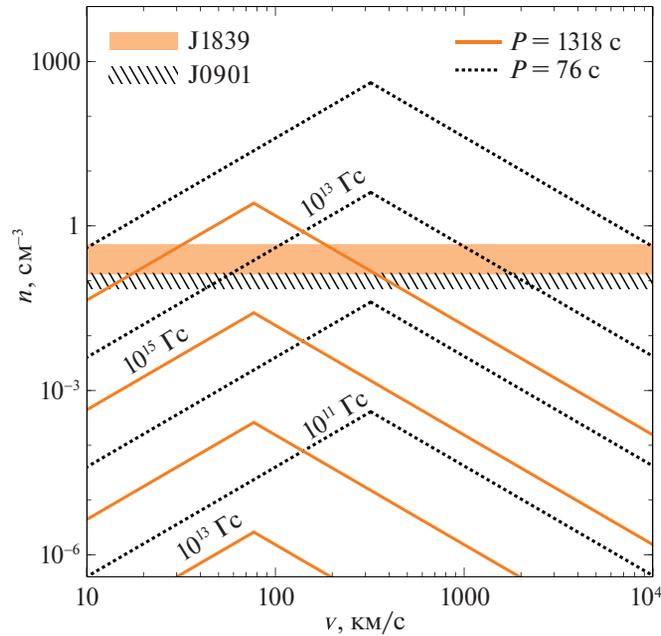


Рис. 1. Соотношение между критической скоростью и концентрацией внешней среды для двух объектов PSR J0901-4046 ($P = 76$ с) и GPM J1839-10 ($P = 1318$ с). Области под каждой из линий соответствуют стадии Эжектора, над — Пропеллера. Непрерывные линии соответствуют GPM J1839-10. Пунктирные — PSR J0901-4046. Для каждого значения периода линии нарисованы для нескольких значений напряженности магнитного поля. Излом в линиях соответствует скорости v_{br} . Слева от излома линия описывается уравнением (4), справа — уравнением (5). Полупрозрачная и штрихованная полосы показывают оценки локальной плотности для GPM J1839-10 и PSR J0901-4046 соответственно.

где $R_{10} = R/(10 \text{ км})$ — радиус нейтронной звезды. Первый множитель в правой части (7) отражает то, что радиусы реальных нейтронных звезд немного больше “стандартных” в 10 км и примерно равны 11.5–12 км (Рааймакерс и др., 2021). Второй же множитель связан с тем, что потери вращательной энергии долгопериодических пульсаров могут оказаться скорее близкими к магнитодипольным ($\xi = \sin^2 \alpha$), нежели к классическим пульсарным ($\xi \approx 1 + 1.4 \sin^2 \alpha$). Так как каскадное рождение электрон-позитронных пар в приполярной области НЗ прекращается уже при периодах $P_d \approx \approx 16B_{14}^{8/15} \cos^{7/15} \alpha$ с (Новосёлов и др., 2020), что меньше, чем период любого из обсуждаемых объектов, то каждый из них может формально находиться за своей линией смерти, замедляясь по магнитодипольному закону. Соответственно и условие их перехода с Эжектора на Пропеллер может быть более мягким (Бескин, Елисеева, 2005).

В конечном итоге каждый из множителей в (7) приводит к увеличению (в несколько раз) значения критического магнитного поля, при котором пульсар уже не может при данной скорости и плотности среды быть Эжектором.

Кроме того, на графике горизонтальными полосами (полупрозрачной и штрихованной) отмечены оценки для локальной плотности межзвездной среды в тех местах Галактики, где находится каждый

из пульсаров. Эти оценки были получены на основе трехмерной карты распределения пыли в Галактике по объединенным данным 3-го раннего релиза Gaia (Gaia EDR3) и каталога 2MASS (Вергели и др., 2022). Эта карта позволяет оценить дифференциальное поглощение в оптическом диапазоне a_V (в зв. величинах на парсек) в объеме $10 \times 10 \times 0.8$ кпк с центром в Солнце и разрешением до 10 пк. При этом полное поглощение (в звездных величинах) в направлении на заданный источник определяется как интеграл по лучу зрения $A_V = \int a_V dl$ от наблюдателя до источника.

В направлении на PSR J0901-4046 и интервале расстояний 330–470 пк от Солнца $a_V \sim \sim 100\text{--}220 \mu\text{mag/пк}$. Из наблюдений рентгеновских источников следует пропорциональность плотности атомов на луче зрения и полного поглощения в оптическом диапазоне $N_H = qA_V$, где $q \approx 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ (Гувер, Озел, 2009). Поэтому для данного пульсара локальная плотность среды $n = qa_V / (3.08 \times 10^{18} \text{ см}^3/\text{пк}) \approx \approx 0.07\text{--}0.14 \text{ см}^{-3}$.

Для GPM J1839-10 карта Вергели и др. (2022) позволяет сделать подобную оценку только в интервале расстояний 2.8–5 кпк, которая оказывается равной $n \approx 0.13\text{--}0.45 \text{ см}^{-3}$.

Основные выводы, которые можно сделать из анализа рис. 1, таковы. Во-первых, пульсар PSR

J0901-4046 при магнитном поле $\sim(1-2) \times 10^{14}$ Гс практически при любых реалистичных значениях плотности среды и скорости находится на стадии Эжектора. Во-вторых, источники GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 могут находиться на стадии эжектора в типичной межзвездной среде ($n \sim 0.1-1 \text{ см}^{-3}$) только при нереалистично больших магнитных полях $\gtrsim 10^{16}$ Гс или даже выше, если учесть поправки (7). Наконец, в-третьих, мы можем предсказать, что практически невозможно существование пульсаров с периодами ~ 100 с и полями $\lesssim 10^{13}$ Гс, так как это потребовало бы очень низкой плотности окружающей их среды.

ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящий момент нет ясности с происхождением длинных периодов наблюдаемых объектов. Наиболее вероятным представляется то, что очень длинные периоды, такие как у GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10, а также у источника в остатке сверхновой RCW 103, связаны со стадией возвратной аккреции (fallback) после взрыва сверхновой. Данный сценарий подробно рассмотрен в работе Рончи и др. (2022). Популяционные аспекты этого сценария моделируются в статье Реа и др. (2023). Авторы показывают, что в рамках сделанных ими предположений трудно объяснить происхождение большой популяции долгопериодических радиопульсаров.

Другим возможным вариантом, по крайней мере, для 76-секундного пульсара, представляется эволюция в массивной тесной двойной системе, где нейтронная звезда успевает достигнуть стадии Пропеллера или Аккретора до второй вспышки сверхновой, разрушающей двойную систему. После распада двойной более старый компактный объект “второй раз рождается” уже с большим периодом вращения. Этот вариант эволюции будет детально рассмотрен в статье Куранов, Попов (в работе).

Если долгопериодические пульсары испытали сильное торможение на стадии возвратной аккреции, то это означает, что они могли выходить на стадию Эжектора со стадии Пропеллера. В таком случае критическим условием уже не будет равенство $R_{Sh} = R_G$ или $R_{Sh} = R_l$. Это связано с так называемым эффектом гистерезиса (см. Шварцман, 1970; Липунов, 1987): переход со стадии Пропеллера на Эжектор происходит при более коротком периоде (при прочих равных параметрах), чем переход с Эжектора на Пропеллер. Условием перехода теперь будет равенство радиуса магнитосферы R_m и радиуса светового цилиндра R_l .

Простейшей оценкой для радиуса магнитосферы может быть альфвеновский радиус:

$$R_A = \left(\frac{\mu^2}{8M\sqrt{2GM}} \right)^{2/7}. \quad (8)$$

Однако на стадии Пропеллера, а тем более при условии $R_m \approx R_l$, радиус магнитосферы может быть значительно больше (см., например, Дэвис, Прингл, 1981; Липунов, 1987). На стадии Пропеллера (при $R_m < R_G$) хорошей оценкой является:

$$R_m = R_A \left(\frac{R_G}{R_A} \right)^{2/9}. \quad (9)$$

А при $R_m \approx R_l$, согласно Дэвису и Принглу (1981), можно записать

$$R_m = \left(\frac{\mu^2(GM)^2}{2Mv^5} \right)^{1/6}. \quad (10)$$

Данная формула получена из равенства магнитного давления $\mu^2/(8\pi R_m^6)$ и внешнего давления ρv^2 .

Однако нужно иметь в виду, что на момент перехода наблюдаемого объекта со стадии Пропеллера на Эжектор его период должен быть несколько меньше современного, магнитное поле могло быть несколько выше (так как затем оно затухало), а параметры внешней среды могут не соответствовать положению пульсара в настоящий момент. Тем не менее в иллюстративных целях построим график, аналогичный рис. 1, используя равенство $R_m = R_l$, где радиус магнитосферы рассчитан по формуле (10). В данном случае условия не зависят от соотношения между R_G и R_l . Для критической скорости имеем

$$v_{p3} = \left(\frac{\mu^2 \omega^6}{8\pi c^6 \rho} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

В нормированном виде ее величина запишется как: $v_{p3} = 1420 P_2^{-3} B_{14} n^{-1/2}$ км/с. Если скорость объекта превосходит v_{p3} , то он находится на стадии Пропеллера. Отметим, что в соответствии с “эффектом гистерезиса” это более жесткое ограничение на попадание на стадию Эжектора, чем задаваемое уравнением (5).

Уравнение (11) представлено на рис. 2 в графической форме, аналогично графикам на рис. 1. Поскольку теперь на вид зависимости не влияет соотношение между R_G и R_l , мы имеем просто набор прямых линий. Область Эжекторов для заданного поля находится ниже каждой соответствующей линии.

Снова мы видим, что пульсар PSR J0901-4046 находится в области Эжекторов. А вот более долгопериодические источники (к числу которых, по

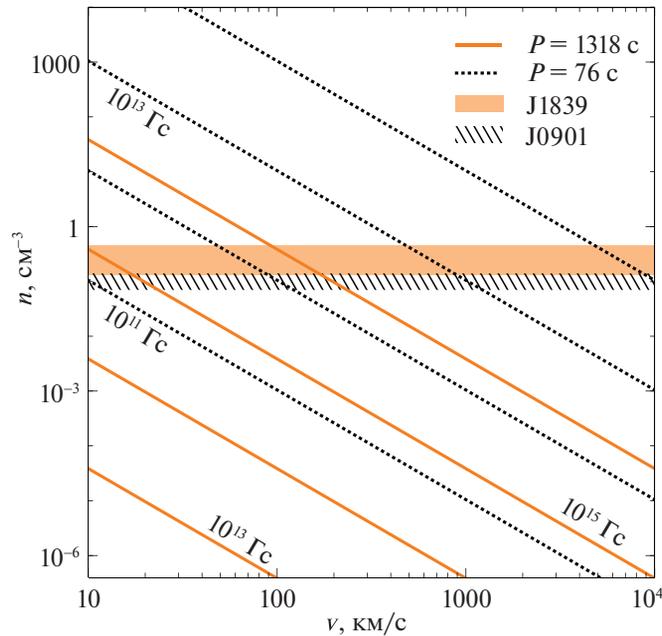


Рис. 2. Соотношение между критической скоростью v_{p3} и концентрацией внешней среды для двух объектов PSR J0901-4046 ($P = 76$ с) и GPM J1839-10 ($P = 1318$ с) и четырех значений напряженности магнитного поля. Обозначения такие же, как на рис. 1.

всей видимости, можно отнести и GCRT J1745-3009) при реалистичных магнитных полях $\lesssim 10^{15}$ Гс попадают в область Пропеллеров при типичных плотностях межзвездной среды.

Напомним, что механизм генерации радиоизлучения в источниках GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 остается пока неизвестным. Не исключено, что этот процесс родственен не классическому пульсарному механизму, а магнитарному. На это, в частности, косвенно указывает то, что радиосветимости GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 превосходят темп потерь вращательной энергии. Таким образом, необходим другой энергетический резервуар, который логично связать с сильным магнитным полем. В этом случае активность нейтронной звезды может локально изменить параметры внешней среды. Такой сценарий необходимо рассматривать отдельно, но это выходит за рамки исследования, представленного в данной статье.

Интересный вопрос связан с дальнейшей судьбой долгопериодических пульсаров и родственных им объектов. Под последними мы подразумеваем нейтронные звезды с примерно такими же параметрами, но разными величинами пространственной скорости. Если уже в начальный период своей жизни нейтронная звезда обладает большим периодом вращения (и, возможно, сильным магнитным полем), то это приводит к ее быстрому выходу на стадию аккреции из межзвездной среды (при высокой скорости и с большим магнитным полем

объект выйдет на так называемую стадию Георотатора, когда размер магнитосферы превосходит радиус гравитационного захвата).¹ Соответственно, существование довольно большой популяции одиночных нейтронных звезд, способных начать аккрецировать за время много меньше возраста Галактики, должно существенно повысить оценки частоты встречаемости таких источников. В проведенных к настоящему времени популяционных расчетах свойств одиночных аккрецирующих нейтронных звезд (см., например, Болдин, Попов, 2010, и ссылки в этой работе) такая популяция, естественно, не была включена.

Отдельно отметим, что если распределения по скоростям и по магнитным полям в популяции долгопериодических объектов аналогичны таковым для обычных нейтронных звезд, то подавляющее большинство долгопериодических объектов не может быть обнаружено в качестве нормальных радиопульсаров. Таким образом, оценки числа и темпа рождения объектов, сделанные только на основе радионаблюдений, могут быть существенно заниженными, так как многие долгопериодические молодые нейтронные звезды могут находиться на стадии Пропеллера.

¹ Детальное моделирование эволюции одиночных нейтронных звезд с большими начальными периодами и их свойства на стадии аккреции будут представлены нами в отдельной публикации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Открытие долгопериодических радиопульсаров стало неожиданным результатом. На сегодняшний день нет ясного представления ни о природе некоторых объектов, ни о механизме излучения, ни об эволюционном пути этих источников (см., например, Реа и др., 2023).

В рамках пульсарной модели, где для генерации радиоизлучения необходимо исключить проникновение внешней среды под световой цилиндр, мы рассмотрели ограничения на параметры источников, при которых они находятся на стадии эжекции.

Нами показано, что 76-секундный пульсар полностью соответствует требованиям нахождения на стадии Эжектора. С другой стороны, источники GLEAM-X J1627-52 и GPM J1839-10 с периодами $\sim 10^3$ с не могут находиться на стадии Эжектора в стандартной межзвездной среде, если только их поля не превосходят примерно 10^{16} Гс или они не проявляют дополнительной активности (например, магнитарной), приводящей к существенному уменьшению плотности вещества вокруг них. Кроме того, если быстрое замедление этих источников предполагает их попадание на стадию Пропеллера, то последующий переход на Эжектор может оказаться невозможным при реалистичных значениях магнитных полей. Из этого можно заключить, что такие долгопериодические радиоисточники не могут являться обычными радиопульсарами.

Кроме того, мы показываем, что долгопериодические пульсары с периодами $\sim 10^2$ с и полями $\lesssim 10^{13}$ Гс не могут находиться на стадии Эжектора в стандартной межзвездной среде. Следовательно, аналоги PSR J0901-4046 с темпом замедления $\dot{P} \lesssim 10^{-15}$ с/с обнаружены не будут.

А.В. Бирюков благодарит Д.З. Вибе за консультации по распределению межзвездной среды в Галактике. Работа была поддержана грантом РФФ 21-12-00141.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бескин В.С., УФН **169**, 1169 (1999).
2. Бескин В.С., Елисеева С.А., Письма в Астрон. журн. **31**, 290 (2005) [V.S. Beskin, S.A. Eliseeva, Astron. Lett. **31**, 263 (2005)].
3. Болдин, Попов (P.A. Boldin and S.B. Popov), MNRAS **407**, 1090 (2010).
4. Вергели и др. (J.L. Vergely, R. Lallement, and N.L.J. Cox), Astron. Astrophys. **664**, id.A174 (2022).

5. Гувер, Озел (T. Güver and F. Özel), MNRAS **400**, 2050 (2009).
6. Д'Аи и др. (A. D'Ai, P.A. Evans, D.N. Burrows, N.P.M. Kuin, D.A. Kann, S. Campana, A. Maselli, P. Romano, et al.), MNRAS **463**, 2394 (2016).
7. Де Лука и др. (A. De Luca, R. P. Mignani, S. Zaggia, G. Beccari, S. Mereghetti, P.A. Caraveo, and G.F. Bignami), Astrophys. J. **682**, 1185 (2008).
8. Дэвис, Прингл (R.E. Davies and J.E. Pringle), MNRAS **196**, 209 (1981).
9. Калев и др. (M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, B.W. Stappers, E. Barr, W. Chen, V. Morello, et al.), Nature Astron. **6**, 828 (2022).
10. Клессен, Гловер (R.S. Klessen and S.C.O. Glover), Star Formation in Galaxy Evolution: Connecting Numerical Models to Reality, Saas-Fee Advanced Course **43**, 85 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg: 2016).
11. Липунов В.М., *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987).
12. Новосёлов и др. (E. Novoselov, V. Beskin, A. Galishnikova, M.N. Rashkovetskiy, and A.V. Biryukov), MNRAS **494**, 3899 (2020).
13. Попов (S.B. Popov), arXiv: **0812.4587** (2008).
14. Реа и др. (N. Rea, A. Borghese, P. Esposito, F. Coti Zelati, M. Bachetti, G.L. Israel, and A. De Luca), Astrophys. J. **828**, L13 (2016).
15. Реа и др. (N. Rea, N. Hurley-Walker, C. Pardo-Araujo, M. Ronchi, V. Graber, F. Coti Zelati, D. De Martino, A. Bahramian, et al.), arxiv: **2307.10351** (2023).
16. Рааймакерс и др. (G. Raaijmakers, S. Greif, K. Hebel, T. Hinderer, S. Nisanke, A. Schwenk, T.E. Riley, A.L. Watts, J.M. Lattimer, and W.C.G. Ho), Astrophys. J. **918**, id.L29 (2021).
17. Рончи и др. (M. Ronchi, N. Rea, V. Graber, and N. Hurley-Walker), Astrophys. J. **934**, 184 (2022).
18. Туохи, Гармире (L. Tuohy and G. Garmire), Astrophys. J. **239**, 107 (1980).
19. Филиппов и др. (A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J.G. Li), MNRAS **441**, 1879 (2014).
20. Хайман и др. (S.D. Hyman, T.J.W. Lazio, N.E. Kassim, P.S. Ray, C.B. Markwardt, and F. Yusef-Zadeh), Nature **434**, 50 (2005).
21. Харлей-Уокер и др. (N. Hurley-Walker, X. Zhang, A. Bahramian, S.J. McSweeney, T.N. O'Doherty, P.J. Hancock, J.S. Morgan, G.E. Anderson, G.H. Heald, and T.J. Galvin), Nature **601**, 526 (2022).
22. Харлей-Уокер и др. (N. Hurley-Walker, N. Rea, S.J. McSweeney, B.W. Meyers, E. Lenc, I. Heywood, S.D. Hyman, Y.P. Men, et al.), Nature **619**, 487 (2023).
23. Шварцман В.Ф., Астрон. журн. **47**, 660 (1970).

ВЛИЯНИЕ ИСКРИВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВА НА МОМЕНТ ИНЕРЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПУЛЬСАРА

© 2023 г. А. А. Матевосян¹, Д. П. Барсуков^{2*}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 14.09.2023 г.

После доработки 09.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Рассматривается влияние искривления пространства в метрике Шварцшильда на вклад магнитного поля вне нейтронной звезды в момент инерции радиопульсара. При этом рассмотрение ограничено только простейшей конфигурацией магнитного поля, когда оно может быть описано только одной гармоникой. Показано, что при фиксированном значении величины магнитного поля на поверхности звезды влияние искривления пространства уменьшает вклад магнитного поля вне звезды в отличие тензора инерции от сферического в несколько раз.

Ключевые слова: нейтронные звезды, прецессия.

DOI: 10.31857/S0320010823100042, EDN: MPPLJW

1. ВВЕДЕНИЕ

Изолированные радиопульсары считаются одним из наиболее стабильных источников периодических сигналов. При этом, однако, помимо регулярного роста периода P из-за потерь вращательной энергии медленно вращающиеся пульсары с периодами $P > 100$ мс показывают некоторые циклические изменения своих параметров с характерным временным масштабом $T \sim 10^3 - 10^4$ лет (Бескин и др., 2006; Бирюков и др., 2012). Одно из возможных объяснений подобных вариаций — свободная прецессия нейтронной звезды, которая связана либо с отличием ее формы от сферической, либо с аномальным моментом (см., например, Мелатос, 2000; Нг, 2010; Бескин, Желтоухов, 2014). По всей видимости, прецессия пульсара В1828-11 вызвана именно отличием формы нейтронной звезды от сферической (Джонес и др., 2017). Со свободной прецессией нейтронной звезды, возможно, также связана повторяемость всплесков в источниках быстрых радиовсплесков (FRB) (см., например, Собьянин, 2020). Аномальный момент представляет момент сил, действующий на нейтронную звезду со стороны магнитосферы: $c/(\Omega r_{ns}) \sim 10^2 - 10^4$ раз, где $\Omega = 2\pi/P$ — угловая скорость вращения звезды, а r_{ns} — ее радиус, который

превышает “нормальный” тормозящий момент и не приводит к торможению звезды (Дэвис, Голдстейн, 1970), но зато может вызывать ее прецессию (см., например, Мелатос, 2000). Он может быть описан как вклад искажения поля ближней зоны из-за вращения звезды в тензор натяжений магнитного поля (см., например, Бескин, Желтоухов, 2014). Однако его проще интерпретировать как влияние инерции магнитного поля, вращающегося вместе со звездой (Голдрейх, 1970), и учитывать его вклад на динамику вращения звезды, добавив соответствующую добавку в ее эффективный тензор инерции (см., например, Мелатос, 2000; Гогличидзе и др., 2015). В настоящей работе мы, используя подход Гогличидзе и др. (2015), рассматриваем эту добавку как момент инерции магнитного поля пульсара вне нейтронной звезды и исследуем, как он меняется из-за искривления пространства—времени вблизи звезды. При этом мы ограничиваемся только случаем метрики Шварцшильда и пренебрегаем поправками к метрике из-за вращения звезды. В настоящей работе мы рассматриваем только простейшую конфигурацию магнитного поля, считая что оно может быть описано с помощью одной гармоники.

*Электронный адрес: bars.astro@mail.ioffe.ru

2. МОДЕЛЬ

Будем считать, что вне нейтронной звезды, т.е. при $r > r_{ns}$, пространство–время описывается метрикой Шварцшильда

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = h(r)c^2 dt^2 - dr^2/h(r) - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1)$$

где $h(r) = 1 - r_g/r$, $r_g = 2GM_{ns}/c^2$ — гравитационный радиус звезды, M_{ns} — масса звезды. И, следовательно, метрика трехмерного пространства $\gamma_{\alpha\beta}$ имеет вид:

$$dl^2 = \gamma_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = \frac{1}{h(r)} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (2)$$

Введем ортонормированный набор векторов

$$e_r^\alpha = \sqrt{h(r)} \delta_r^\alpha, \quad e_\theta^\alpha = \frac{1}{r} \delta_\theta^\alpha, \quad (3)$$

$$e_\phi^\alpha = \frac{1}{r \sin \theta} \delta_\phi^\alpha.$$

Также введем связанный с ним “декартов” базис

$$\mathbf{e}_x = \sin \theta \cos \phi \mathbf{e}_r + \cos \theta \cos \phi \mathbf{e}_\theta - \sin \phi \mathbf{e}_\phi, \quad (4)$$

$$\mathbf{e}_y = \sin \theta \sin \phi \mathbf{e}_r + \cos \theta \sin \phi \mathbf{e}_\theta + \cos \phi \mathbf{e}_\phi,$$

$$\mathbf{e}_z = \cos \theta \mathbf{e}_r - \sin \theta \mathbf{e}_\theta.$$

На бесконечности при $r = \infty$ метрика (1) становится плоской, и базис (4) становится обычным декартовым базисом в плоском пространстве. Выражение для стационарного магнитного поля вне звезды было рассмотрено в работе Асеев, Кечинашвили (2002):

$$B^\alpha = \sum_{lm} b_{lm} (l+1) \left(\frac{r_{ns}}{r}\right)^{l+2} f_l(r) e_r^\alpha Y_{lm} - \sum_{lm} b_{lm} \left(\frac{r_{ns}}{r}\right)^{l+2} \sqrt{h(r)} g_l(r) \nabla^\alpha Y_{lm}, \quad (5)$$

где $\nabla^\alpha = e_\theta^\alpha \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + e_\phi^\alpha \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}$, $B^\alpha = -(1/(2\sqrt{\gamma})) \times e^{\alpha\mu\nu} F_{\mu\nu}$ — напряженность магнитного поля, F_{ij} — тензор электромагнитного поля, $\gamma = \det(\gamma_{\alpha\beta})$, $Y_{lm}(\theta, \phi)$ — сферические функции, а функции $f_l(r)$ и $g_l(r)$ определены как (Асеев, Кечинашвили, 2002)

$$f_l(r) = F(l, l+2; 2(l+1), r_g/r), \quad (6)$$

$$g_l(r) = F(l+1, l+2; 2(l+1), r_g/r). \quad (7)$$

В настоящей работе, как и в работе Гогличидзе и др. (2015), мы ограничимся случаем, когда отлична от нуля только одна гармоника b_{l0} (если $m = 0$) либо только две гармоники $b_{l-m} = b_{lm}$ (при $m \neq 0$). В

этом случае средний квадрат магнитного поля на поверхности звезды равен

$$\langle B_{lm}^2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int B^2(r_{ns}, \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = b_{lm}^2 (2 - \delta_{m0}) (l+1) \times ((l+1) f_l^2(r_{ns}) + l h(r_{ns}) g_l^2(r_{ns})), \quad (8)$$

где $B^2 = \gamma_{\alpha\beta} B^\alpha B^\beta$. Будем считать, что нейтронная звезда вращается с постоянной угловой скоростью $\Omega = 2\pi/P$. Определим вектор угловой скорости вращения звезды $\mathbf{\Omega}$ на бесконечности $r = \infty$, где пространство плоское. И пусть он там выражается через декартов базис (4) как $\mathbf{\Omega} = \sum_{A=x,y,z} \Omega^A \mathbf{e}_A$. Во всех остальных точках пространства будем считать, что векторное поле $\mathbf{\Omega}$ определяется тем же самым выражением, т.е. $\Omega^\alpha = \sum_{A=x,y,z} \Omega^A e_A^\alpha$, где величины Ω^A не зависят от координат. Будем считать, что в системе отсчета, вращающейся с постоянной угловой скоростью $\mathbf{\Omega}$, т.е. вместе с нейтронной звездой, электрическое поле полностью заэкранировано висящими в магнитосфере и вращающимися вместе со звездой частицами. Тогда в “неподвижной” системе отсчета, соответствующей метрике (1), мы имеем

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad \text{где } \mathbf{v} = [\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}], \quad (9)$$

где векторные произведения берутся в метрике (2), $E_\alpha = F_{0\alpha}$ — напряженность электрического поля, $r^\alpha = r e_r^\alpha$, $v^\alpha = dx^\alpha/dt$ — координатная скорость вращения частиц магнитосферы.

Поскольку метрика Шварцшильда (1) является сферически симметричной, то она соответственно обладает тремя векторами Киллинга, связанными с этой симметрией (Владимиров, 2009):

$$\xi_x^m = \sin \phi \delta_\theta^m + \text{ctg} \theta \cos \phi \delta_\phi^m, \quad (10)$$

$$\xi_y^m = -\cos \phi \delta_\theta^m + \text{ctg} \theta \sin \phi \delta_\phi^m,$$

$$\xi_z^m = -\delta_\phi^m.$$

Соответственно в метрике (1) сохраняются величины (Логоунов, 2005)

$$L_A = \int \sqrt{-g} T_m^0(\mathbf{x}, t) \xi_A^m d^3x, \quad (11)$$

где $A = x, y, z$, $g = \det(g_{ik})$, T_m^n — тензор энергии–импульса электромагнитного поля. Поскольку сохранение этих величин связано со сферической симметрией метрики, то их можно считать моментом импульса поля в метрике Шварцшильда. И, следовательно, учитывая (9), получаем, что момент импульса электромагнитного поля вне звезды равен

$$L_A = \int (\mathbf{e}_A \cdot \mathbf{L}) r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi, \quad (12)$$

где $A = x, y, z$, и введено обозначение

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4\pi c^2} \frac{1}{h(r)} \left([\mathbf{r} \times [\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}]] B^2 + (\mathbf{B} \cdot [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]) [\mathbf{r} \times \mathbf{B}] \right). \quad (13)$$

Заметим, что выражение (12) с точностью до множителя $1/h(r)$ формально совпадает с выражением (9) из Гогличидзе и др. (2015). Также, как и в Гогличидзе и др. (2015), тензор инерции поля I_{AB} вне звезды определим как

$$L_A = \sum_{B=x,y,z} I_{AB} \Omega^B + O(\Omega^2). \quad (14)$$

Поскольку угловая часть метрики (1) не зависит от r_g , то выражения для I_{AB} совпадают со случаем плоского пространства, рассмотренном в Гогличидзе и др. (2015). Соответственно при $m \neq 1$ тензор инерции поля I_{AB} является осесимметричным (Гогличидзе и др., 2015):

$$\mathbf{L} = I_f \boldsymbol{\Omega} + \delta I_f \mathbf{e}_z (\mathbf{e}_z \cdot \boldsymbol{\Omega}), \quad (15)$$

где $\mathbf{L} = \sum_{A=x,y,z} L_A \mathbf{e}_A$, и величина δI_f равна $\delta I_f = K_{lm} \delta \hat{I}_f$ (Гогличидзе и др., 2015), где

$$K_{lm} = (2 - \delta_{l0}) \frac{(l+1)^2 (l^2 + l - 3m^2)}{(2l+3)(2l-1)}, \quad (16)$$

и введены обозначения

$$\delta \hat{I}_f = \frac{b_{lm}^2 r_{ns}^5}{c^2} \hat{Q}_l, \quad (17)$$

$$\hat{Q}_l = \frac{2l^2 + 2l + 3}{2l^2(l+1)^2} Q_l^\perp - Q_l^r. \quad (18)$$

В случае же $m = 1$, как и в случае плоской метрики $r_g = 0$, мы имеем (Гогличидзе и др., 2015)

$$\mathbf{L} = \tilde{I}_f \boldsymbol{\Omega} + \delta I_x \mathbf{e}_x (\mathbf{e}_x \cdot \boldsymbol{\Omega}) + \delta I_y \mathbf{e}_y (\mathbf{e}_y \cdot \boldsymbol{\Omega}), \quad (19)$$

где введены обозначения

$$\delta I_x = \frac{(l-2)(l+3)}{2(l^2+l-3)} \delta I_f, \quad (20)$$

$$\delta I_y = \frac{3(l-1)(l+2)}{2(l^2+l-3)} \delta I_f. \quad (21)$$

Искривление пространства влияет только на вид величин Q_l^r и Q_l^\perp , которые будут равны

$$Q_l^r = \frac{1}{l^2} \int_0^{r_{\max}} \frac{1}{h(r)} \left(\frac{r_{ns}}{r} \right)^{2l} f_l^2(r) \frac{dr}{r_{ns}}, \quad (22)$$

$$Q_l^\perp = \int_0^{r_{\max}} \left(\frac{r_{ns}}{r} \right)^{2l} g_l^2(r) \frac{dr}{r_{ns}}. \quad (23)$$

Согласно Гогличидзе и др. (2015) верхний предел интегрирования r_{\max} равен радиусу светового цилиндра $r_{LC} = c/\Omega$, как границе между вращающейся вместе со звездой магнитосферы и области пульсарного ветра. Однако в силу быстрой сходимости интегралов мы в настоящей работе формально полагаем $r_{\max} = +\infty$. Это допустимо в том числе и потому, что нас в выражении (14) интересуют только члены, линейные по угловой скорости вращения звезды Ω , а учет вклада области $r \sim r_{LC}$ дает в лучшем случае поправку $O(\Omega^2)$. Введем также величину \tilde{Q}_l , определенную как

$$\delta \hat{I}_f = \frac{\langle B_{lm}^2 \rangle r_{ns}^5}{c^2} \tilde{Q}_l. \quad (24)$$

Из формул (15), (16) и (19)–(21) видно, что отклонение тензора I_{AB} от изотропного полностью определяется величиной $\delta \hat{I}_f$. Причем зависимость от r_g входит только через величину $\delta \hat{I}_f$. При этом выражения (17) и (24) позволяют рассматривать величины \hat{Q}_l и \tilde{Q}_l как величину $\delta \hat{I}_f$, вычисленную при постоянном моменте b_{lm} на бесконечности и при постоянном поле на $\langle B_{lm}^2 \rangle$ на поверхности звезды соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показана зависимость величины \tilde{Q}_l от числа l для различных значений отношения r_g/r_{ns} , а на рис. 2 показана аналогичная зависимость, но для отношения $\tilde{Q}_l / \tilde{Q}_l|_{r_g=0}$. Зависимости этих величин от отношения r_g/r_{ns} для различных значений l показаны на рис. 3 и рис. 4 соответственно. Видно, что учет искривления пространства вблизи нейтронной звезды уменьшает величины \tilde{Q}_l всего лишь в 2–5 раз. И соответственно величина δI_f при постоянном значении магнитного поля на поверхности уменьшается тоже всего лишь в 2–5 раз. Немонотонная зависимость от числа l при $r_g/r_{ns} = 0.5$ и 0.6 на рис. 1 и рис. 2 связана с тем, что при некотором значении r_g/r_{ns} величина \tilde{Q}_l меняет знак, а особенности на рис. 3 и рис. 4 — это просто изображение плавного перехода величины \tilde{Q}_l через нуль в логарифмическом масштабе. Аналогично, на рис. 5 и рис. 6 показана зависимость величин \hat{Q}_l и $\hat{Q}_l / \hat{Q}_l|_{r_g=0}$ от числа l для различных значений r_g/r_{ns} , а на рис. 7 и рис. 8 — зависимость этих величин от отношения r_g/r_{ns} для различных значений l . Видно, что при фиксированном значении момента b_{lm} на бесконечности учет искривления пространства приводит к увеличению δI_f в $10^3 - 10^5$ раз. Это является проявлением отмеченного

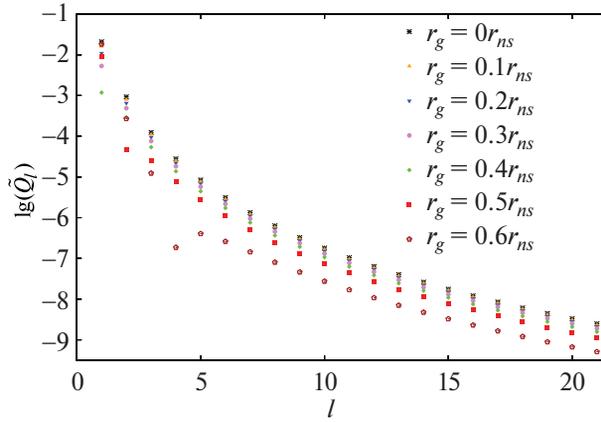


Рис. 1. Зависимость величины \tilde{Q}_l от l для различных значений r_g .

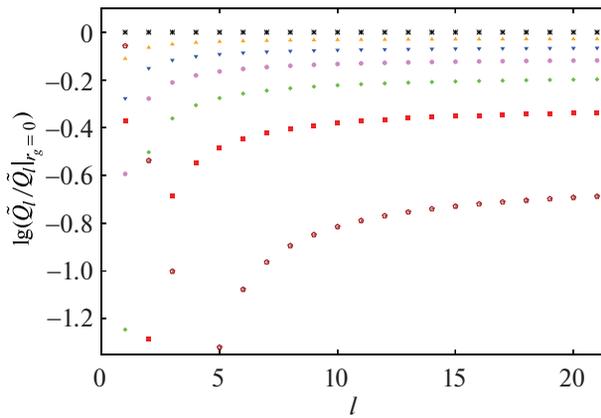


Рис. 2. Зависимость отношения $\tilde{Q}_l / \tilde{Q}_l|_{r_g=0}$ от l для различных значений r_g . Обозначения те же, что на рис. 1.

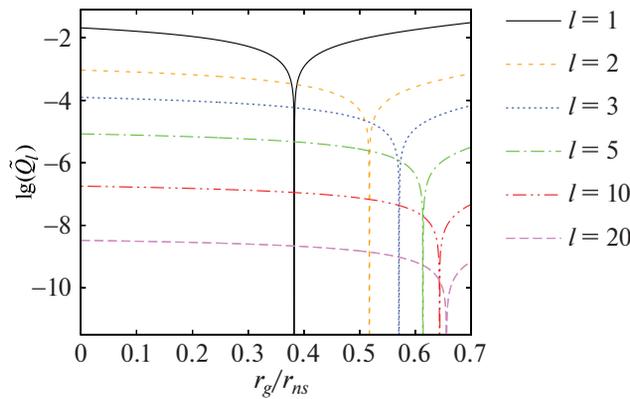


Рис. 3. Зависимость величины \tilde{Q}_l от отношения r_g/r_{ns} для различных значений l .

в Асеев, Кечинашвили (2002) “усиления” мелко-масштабного поля в метрике Шварцшильда (1). Впрочем, уменьшение величины \tilde{Q}_l с ростом r_g/r_{ns} также является проявлением этого “усиления”: в метрике Шварцшильда по мере увеличения r_g/r_{ns} высокие гармоники спадают все быстрее при уда-

лении от звезды, как бы “прижимаясь” к ней, и, следовательно, давая все меньший вклад в тензор инерции при заданном поле на поверхности. Хотя, конечно, постановки задачи и с фиксированным моментом b_{lm} на бесконечности, и с фиксированным значением $\langle B_{lm}^2 \rangle$ на поверхности звезды

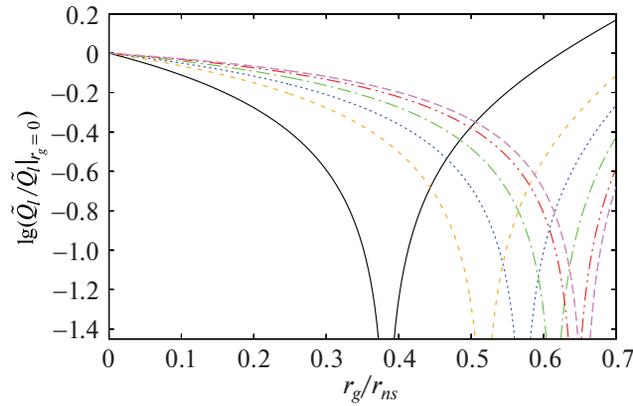


Рис. 4. Зависимость отношения $\hat{Q}_l / \hat{Q}_l|_{r_g=0}$ от отношения r_g / r_{ns} для различных значений l . Обозначения те же, что на рис. 3.

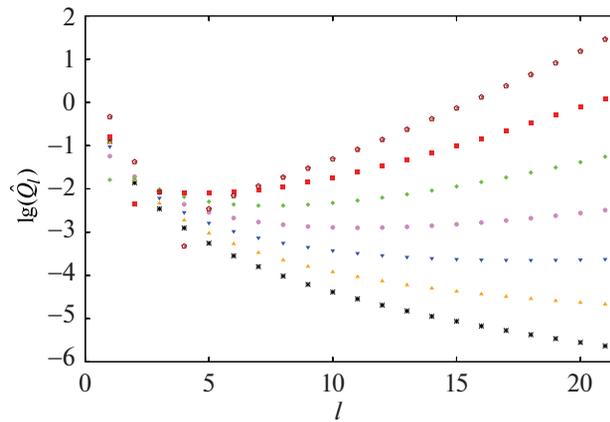


Рис. 5. То же, что на рис. 1, но для величины \hat{Q}_l .

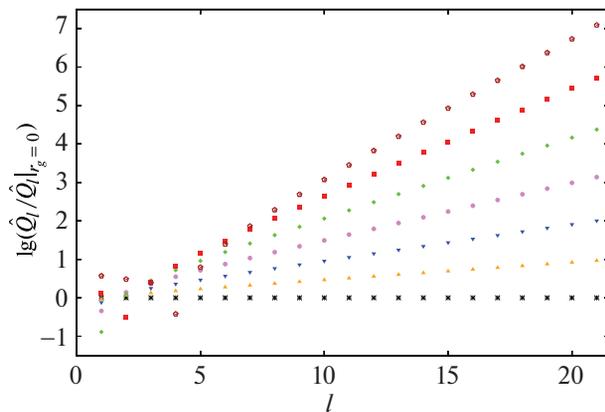


Рис. 6. То же, что на рис. 2, но для отношения $\hat{Q}_l / \hat{Q}_l|_{r_g=0}$.

являются в равной степени допустимыми, но, на наш взгляд, более разумно рассматривать вопрос о величине δI_f при заданном поле на поверхности,

в особенности при больших l . В настоящей работе мы ограничились только случаем простейшей конфигурации магнитного поля, когда оно описывается

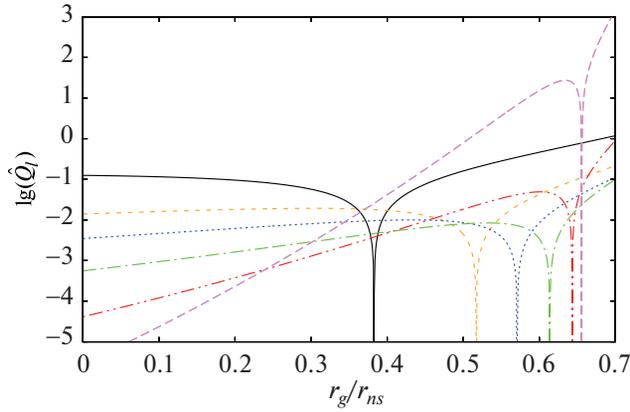


Рис. 7. То же, что на рис. 3, но для величины \hat{Q}_i .

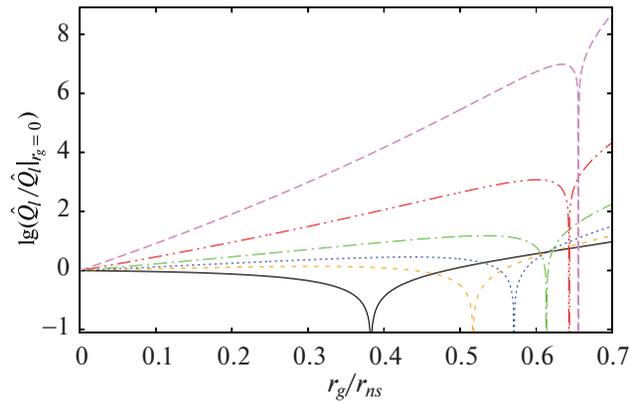


Рис. 8. То же, что на рис. 4, но для отношения $\hat{Q}_i / \hat{Q}_i|_{r_g=0}$.

одной гармоникой. Это — хорошее приближение только для пульсара с чисто дипольным магнитным полем $l = 1$. Однако надо иметь в виду, что вклады в тензор инерции от гармоник, для которых числа l отличаются более чем на 3, можно просто складывать. Поэтому наше рассмотрение годится и для пульсара с дипольным полем, мелкомасштабное поле которого может быть описано одной гармоникой с $l \approx 10$.

Заметим также, что в выражении (14) мы пренебрегли поправками $\sim (\Omega r_{ns}/c)^2$, что допустимо для медленно вращающихся пульсаров с $P \gtrsim 100$ мс. Учет же квадратичных по Ω членов весьма сложен, поскольку требует корректного учета торможения пульсара (см., например, комментарии в Бескин, Желтоухов, 2014), а также учета ускорения частиц в магнитосфере (см., например, Хакобян, 2023).

Максимальное значение индекса торможения пульсара $n = P\ddot{P}/\dot{P}^2$, связанное с прецессией, вы-

зываемой аномальным моментом, можно оценить как $n_{\max} = K_n 2\tau/T_p$, где $\tau = P/(2\dot{P})$ — характеристический возраст пульсара, T_p — период прецессии и K_n — коэффициент порядка единицы. Оценивая темп торможения пульсара как $\dot{\Omega} = K_{br}(2/3)m^2\Omega^3/(I_{ns}c^3)$, где I_{ns} — момент инерции звезды, $m = b_{10}r_{ns}^3\sqrt{3/(4\pi)}$ — дипольный магнитный момент пульсара, а K_{br} — коэффициент порядка единицы, зависящий главным образом от угла χ между угловой скоростью Ω и направлением магнитного момента \mathbf{m} . В рамках рассматриваемой в настоящей работе конфигурации поля $\Omega_z = \Omega \cos \chi$. Например, согласно работе Филиппов и др. (2014) $K_{br} \approx 1 + \cos^2 \chi$. Период прецессии T_p можно оценить как $T_p = K_{pr}PI_{ns}/\delta I_f$, где K_{pr} — коэффициент порядка единицы. В рассматриваемой в настоящей статье конфигурации поля при $m \neq 1$ он равен $K_{pr} = \cos \chi$. Тогда, полагая для

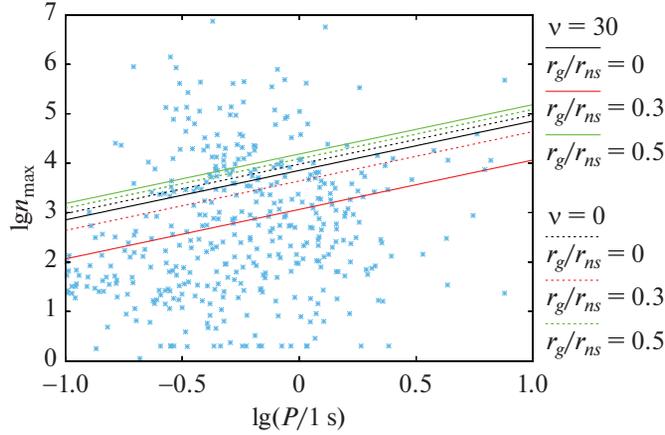


Рис. 9. Показана зависимость оценки максимального значения n_{\max} индекса торможения пульсара от его периода P для нескольких значений отношения r_g/r_{ns} . Сплошными кривыми показан случай $\nu = 30$, штрихованными $\nu = 0$. Звездочками отмечены наблюдаемые значения индексов торможения.

простоты, что мелкомасштабное поле нейтронной звезды описывается только одной гармоникой $l \approx 10$ и $m \neq 1$, мы получаем оценку на максимальное значение индекса торможения

$$n_{\max} = K_n \frac{K_{pr}}{K_{br}} \left(\frac{c}{\Omega r_{ns}} \right) \frac{\langle B_{10}^2 \rangle}{b_{10}} \times \quad (25)$$

$$\times \left(\frac{8}{5} \tilde{Q}_1 + \nu^2 K_{lm} \tilde{Q}_l \right),$$

где $\nu = \sqrt{\langle B_{lm}^2 \rangle / \langle B_{10}^2 \rangle}$ — среднее отношение напряженностей мелкомасштабной и дипольной компонент поля на поверхности нейтронной звезды. Получающиеся значения оценки n_{\max} для случая $l = 10$, $m = 10$ и $r_{ns} = 10$ км при условии $K_n K_{pr} / K_{br} \sim 1$ показаны на рис. 9. Видно, что искривление пространства может приводить как к уменьшению, так и к увеличению оценки n_{\max} , хотя в общем это влияние не велико. При этом стоит отметить, что при оценке величины индекса торможения n мы учли только вклад в прецессию, связанный с аномальным моментом, и не учли вклада деформации самой звезды. Поэтому большие индексы торможения n у ряда пульсаров, лежащих выше проведенных на рис. 9 линий, означают, что у них деформация нейтронной звезды дает вклад в эффективный тензор инерции намного больший, чем вклад аномального тормозящего момента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Асдео, Кечинашвили (E. Asseo and D. Khechinashvili), MNRAS **334**, 743 (2002).
2. Бескин В.С., Желтоухов А.А., Успехи физ. наук **184**, 865 (2014) [V.S. Beskin and A.A. Zheltoukhov, Phys. Usp. **57**, 799 (2014)].
3. Бирюков и др. (A. Biryukov, G. Beskin, and S. Karpov), MNRAS **420**, 103 (2012).
4. Владимиров Ю.С., *Классическая теория гравитации* (М.: Книжный Дом “ЛИБРОКОМ”, 2009), с. 175.
5. Гогличидзе и др. (O.A. Goglichidze, D.P. Barsukov, and A.I. Tsygan), MNRAS **451**, 2564 (2015).
6. Голдрейх (P. Goldreich), Astrophys. J. **160**, L11 (1970).
7. Джонес и др. (D.I. Jones, G. Ashton, and R. Prix), Phys. Rev. Lett. **118**, 261101 (2017).
8. Дэвис, Голдстейн (L. Davis and M. Goldstein), Astrophys. J. **159**, L81 (1970).
9. Логунов А.А., *Лекции по теории относительности и гравитации* (М.: Наука, 2005), с. 228.
10. Мелатос (A. Melatos), MNRAS **313**, 217 (200).
11. Нг (Kim Kwee Ng), Astrophys. J. **714**, 675 (2010).
12. Собьянин (D.N. Sob'yanin), MNRAS **497**, 1001 (2020).
13. Филиппов и др. (A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J.G. Li), MNRAS **441**(3), 1879 (2014).
14. Хакобян и др. (H. Hakobyan, A. Philippov, and A. Spitkovsky), Astrophys. J. **943**, 105 (2023).

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С МАКСИМАЛЬНОЙ МАССОЙ — КЛЮЧ К ФИЗИКЕ СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА

© 2023 г. Д. Д. Офенгейм^{1,2*}, П. С. Штернин², Ц. Пирани¹

¹Еврейский университет г. Иерусалима, Иерусалим, Израиль

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18.09.2023 г.

После доработки 13.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Предложена универсальная аппроксимация уравнения состояния сверхплотного вещества в недрах нейтронных звезд. Она содержит всего два параметра — давление и плотность в центре максимально массивной нейтронной звезды. Применимость этой аппроксимации подтверждена на широком наборе самых разных уравнений состояния, включающих как барионные, так и гибридные типы моделей. В совокупности с недавно обнаруженными корреляциями внутренних (плотность, давление и скорость звука в центре) и внешних (масса, радиус) свойств максимально массивной нейтронной звезды эта аппроксимация оказывается эффективным инструментом для определения уравнения состояния сверхплотного вещества с помощью астрофизических наблюдений.

Ключевые слова: нейтронные звезды, сверхплотная материя, уравнение состояния.

DOI: 10.31857/S0320010823100054, **EDN:** MTLFPO

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение уравнения состояния сверхплотного вещества — одна из центральных задач астрофизики нейтронных звезд (НЗ) (Хэнсель и др., 2007). Естественным подходом к решению этой задачи является получение наблюдательных ограничений на физические характеристики НЗ, такие как масса M , радиус R , момент инерции I и т.п., и сравнение этих ограничений с предсказаниями теории строения НЗ (Латтимер, 2021). На этом пути, как правило, задаются определенной микрофизической моделью, позволяющей рассчитать уравнение состояния, и, сравнивая результаты моделирования структуры НЗ с наблюдениями, ограничивают параметры исходной модели.

Однако свойства вещества при плотностях, существенно превышающих плотность ядерной материи ($\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ г/см³), практически невозможно исследовать в земных лабораториях. При построении моделей такого вещества приходится опираться на экстраполяции различных методов и подходов, зарекомендовавших себя при менее экстремальных условиях. Такого рода экстраполяции основываются на самых разных представлениях о микрофизике сверхплотной ядерной материи. Как следствие, на “астрофизическом рынке” представлено огромное количество различных уравнений

состояния, на первый взгляд совершенно не похожих друг на друга (см. далее раздел 2).

В этой связи представляет интерес выявление универсальных соотношений между параметрами НЗ, которые слабо зависят от конкретных микрофизических моделей (см., например, Латтимер, Пракаш, 2001; Бейгер, Хэнсель, 2002; Яги, Юнес, 2013а,б; Жанг, Яги, 2020; Офенгейм, 2020; Цай и др., 2023). Такие соотношения призваны единым образом описать сочетания характеристик НЗ, встречающиеся в рамках различных подходов к моделированию сверхплотного вещества. Их удобно использовать для интерпретации наблюдений: ограничения на возможные сочетания параметров звезд получают модельно-независимыми. Развitiю данного подхода и посвящена настоящая работа.

Многие наблюдаемые свойства НЗ (M , R и т.п.) определяются решением задачи гидростатического равновесия звезды, т.е. системы уравнений Толмана—Оппенгеймера—Волкова (Толман, 1939; Оппенгеймер, Волков, 1939). Для замыкания этой системы необходимо также задать связь между давлением и плотностью, $P = P(\rho)$. Она полностью определяется уравнением состояния (Хэнсель и др., 2007) и взаимно однозначно соответствует кривой $M - R$ НЗ (Линдблом, 1992). То есть, если каким-то образом точно определить соотношение $M - R$, задача отыскания уравнения

*Электронный адрес: ddofengeim@gmail.com

состояния $P(\rho)$ также окажется решена. В реальности нам доступны лишь измерения массы и радиусы отдельных НЗ, причем с конечной точностью, что существенно усложняет ситуацию.

Каким бы ни было уравнение состояния, кривая $M - R$ всегда будет иметь глобальный максимум M_{TOV} по оси масс (Шапиро, Тьюколски, 1985). Впрочем, свойства максимально массивной НЗ (ММНЗ) индивидуальны для каждой модели уравнения состояния. Если она предсказывает M_{TOV} меньше, чем масса какой-либо из наблюдаемых НЗ, то такая модель неверна. Поэтому любое обнаружение достаточно массивной НЗ накладывает существенные ограничения на уравнение состояния.

Величина M_{TOV} задает естественный масштаб масс НЗ в рамках данного уравнения состояния. Аналогичной характеристикой выступает радиус ММНЗ R_{TOV} , плотность в ее центре ρ_{TOV} и соответствующее давление P_{TOV} . Заметим, что ρ_{TOV} и P_{TOV} (для истинного, реализующегося в природе уравнения состояния) — это максимально возможные плотность и давление вещества в стационарных объектах современной Вселенной. Также в дальнейшем нам понадобится скорость звука в центре ММНЗ $c_{s\text{TOV}}$.

В работе Офенгейма (2020) было показано, что среди величин, характеризующих ММНЗ (M_{TOV} , R_{TOV} , ρ_{TOV} , P_{TOV} , $c_{s\text{TOV}}$), независимыми являются только две. Это подтверждалось на примере 50-ти уравнений состояния нуклонного и гиперонного составов. Недавно возможное объяснение такому обстоятельству было дано в работе Цай и др. (2023) на основе пертурбативного анализа безразмерных уравнений Толмана–Оппенгеймера–Волкова.

В настоящей работе существование корреляций между этими величинами подтверждено на расширенной выборке из 162 уравнений состояния, включающих и нуклонные, и гиперонные, и гибридные модели (т.е. с кварковым внутренним ядром), а также предложены новые компактные аппроксимационные формулы для описания данных корреляций.

Также нам удалось построить универсальную аппроксимацию зависимостей $P(\rho)$ при $\rho \gtrsim 3\rho_0$, опирающуюся всего на два параметра — ρ_{TOV} и P_{TOV} . С учетом взаимно однозначного соответствия пар чисел ρ_{TOV} , P_{TOV} и M_{TOV} , R_{TOV} это дает модельно-независимый способ прямой конвертации наблюдательных ограничений на свойства ММНЗ в ограничения на уравнение состояния сверхплотного вещества при плотностях, труднее всего доступных для лабораторных исследований.

2. ЗООПАРК УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

В настоящей работе рассмотрены 162 различные модели уравнения состояния НЗ. Среди них 97 имеют нуклонный состав, 32 допускают появление в недрах НЗ гиперонов и Δ -изобаров (но не свободных кварков), и еще 33 предсказывают наличие внутреннего кваркового ядра. Основными источниками уравнений состояния служат база данных CompOSE¹ (Тюпель и др., 2015), коллекция моделей из работы Рид и др. (2009) и набор моделей, использованных ранее в статье Офенгейма (2020). Полный список использованных уравнений состояния с указанием источников и основных свойств приведен в Дополнительных материалах². Рассмотренные модели основаны на самых разных подходах к моделированию ядерных взаимодействий и микрофизики сверхплотного вещества. Есть и архаичные модели вырожденного свободного нейтронного и *pre*-газа; и модели, основанные на эффективных функционалах плотности энергии, в том числе, сугубо феноменологических (семейства PAL, PAPAL, BGN), нерелятивистских типа Скирма (SLy, BSk, SkI и т.д.) или Гогни (D1M*) и др., многочисленных релятивистских функционалах среднего поля; и модели, полученные из микроскопических потенциалов взаимодействия барионов с применением многочастичных методов (APR, WFF, BBB); а также некоторые другие. Среди гибридных уравнений состояния представлены как те, в которых между адронным и кварковым веществом происходит фазовый переход I рода (например, CMF, VQCD), так и те, где между этими фазами происходит кварк-адронный кроссовер (QHC).

На рис. 1 показано, как эта выборка моделей распределена по M_{TOV} (рис. 1а), по $c_{s\text{TOV}}$ (рис. 1б) и по отношению радиуса $R_{1.4}$ “канонической” НЗ с массой $1.4 M_{\odot}$ к радиусу максимально массивной звезды R_{TOV} (рис. 1в). Отметим, что все 162 уравнения состояния удовлетворяют условию $R_{\text{TOV}} < R_{1.4}$.

Реалистичные уравнения состояния, по-видимому, должны удовлетворять критерию причинности $c_{s\text{TOV}} < c$, где c — скорость света в вакууме (Хэнсель и др., 2007), и описывать современные наблюдения массивных радиопульсаров (Деморест и др., 2010; Антониадис и др., 2013; Фонсека и др., 2021). Около трети уравнений состояния из нашей выборки нарушают второе условие, и около 10% — первое. Мы, однако, считаем важным включать в рассмотрение как реалистичные, так и нереалистичные модели, чтобы всесторонне исследовать

¹ <https://compose.obspm.fr>.

² Статья содержит дополнительные материалы, доступные онлайн по адресу <https://doi.org/10.31857/S0320010823100054>

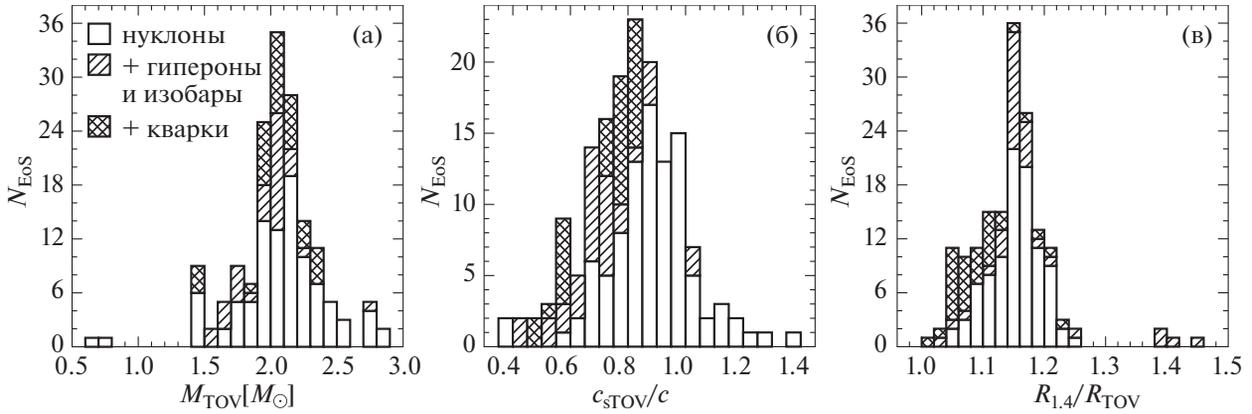


Рис. 1. Распределения использованного набора уравнений состояния: (а) — по максимальной массе НЗ, (б) — по скорости звука в центре такой звезды, (в) — по отношению $R_{1.4}/R_{\text{TOV}}$. Различные штриховки соответствуют различным типам моделей (нуклонным, гиперонным, гибридным).

универсальность обнаруженных корреляций и полученных подгонок.

Отметим, что скорость звука не всегда является монотонной функцией плотности (особенно для не чисто нуклонных моделей), а $c_{s\text{TOV}}$ — не обязательно наибольшая возможная скорость звука в звезде. Однако оказывается, что более строгое условие, $c_s < c$ во всем объеме звезды, нарушается тем же количеством уравнений состояния, что и условие $c_{s\text{TOV}} < c$.

3. КОРРЕЛЯЦИИ СВОЙСТВ ММНЗ

Между величинами M_{TOV} , R_{TOV} , ρ_{TOV} , P_{TOV} и $c_{s\text{TOV}}$, вычисленными для различных моделей, существуют сильные корреляции (Оффенгейм, 2020; Цай и др., 2023), для которых в настоящей работе предложены новые подгоночные формулы:

$$M_{\text{TOV}} = \frac{\rho_{\text{TOV}} \mathcal{R}^3}{f_M(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}, \quad (1a)$$

$$R_{\text{TOV}} = \frac{\mathcal{R}}{f_R(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}, \quad (1б)$$

$$c_{s\text{TOV}} = \sqrt{G\rho_{\text{TOV}}} \mathcal{R} \frac{f_c(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}{f_R(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}. \quad (1в)$$

Эти формулы отличаются от предложенных Оффенгеймом (2020) и Цай и др. (2023) и основаны на размерном анализе. Ключом к их получению служит введение характерного “джинсовского” масштаба радиуса

$$\mathcal{R} = \sqrt{\frac{P_{\text{TOV}}}{G\rho_{\text{TOV}}^2}} \quad (1г)$$

и соответствующего ему масштаба массы $\rho_{\text{TOV}} \mathcal{R}^3$. Безразмерные подгоночные функции f_M , f_R и f_c имеют единый вид

$$f_i = c_i \left(\frac{P_{\text{TOV}}}{\rho_{\text{TOV}} c^2} \right)^{p_i} \left(\frac{\rho_{\text{TOV}}}{\rho_0} \right)^{q_i} + d_i, \quad (1д)$$

где оптимальные значения параметров c_i , d_i , p_i и q_i даны в табл. 1. Рисунок 2 наглядно демонстрирует точность полученных аппроксимаций. Видно, что корреляции для M_{TOV} и R_{TOV} с P_{TOV} , ρ_{TOV} выполняются с хорошей точностью, тогда как аппроксимационная формула для $c_{s\text{TOV}}$ демонстрирует больший разброс.

Среди 162 моделей есть две, существенно выбивающиеся из этих корреляций. Это модели JJ(VQCD)soft и JJ(VQCD)intermediate, для которых центр ММНЗ приходится на начало области фазового перехода I рода. В этом случае максимум кривой $M - R$ оказывается негладким, что влияет на выполнение корреляции $M_{\text{TOV}}(\rho_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}})$. На нижних панелях рис. 2 эти модели не изображены. Во всех остальных случаях, когда максимум

Таблица 1. Параметры аппроксимаций (1). В последних столбцах указаны среднеквадратичная (rms) и наибольшая (max) ошибки аппроксимации. Модели-выбросы JJ(VQCD)soft и JJ(VQCD)intermediate не включены в подсчет ошибок

i	p_i	q_i	c_i	d_i	rms	max
M	1.41	0.0177	5.86	0.273	0.86%	5.4%
R	0.518	-0.0755	2.74	-0.0741	2.0%	9.3%
c	0.76	-0.016	3.27	0.19	4.9%	22%

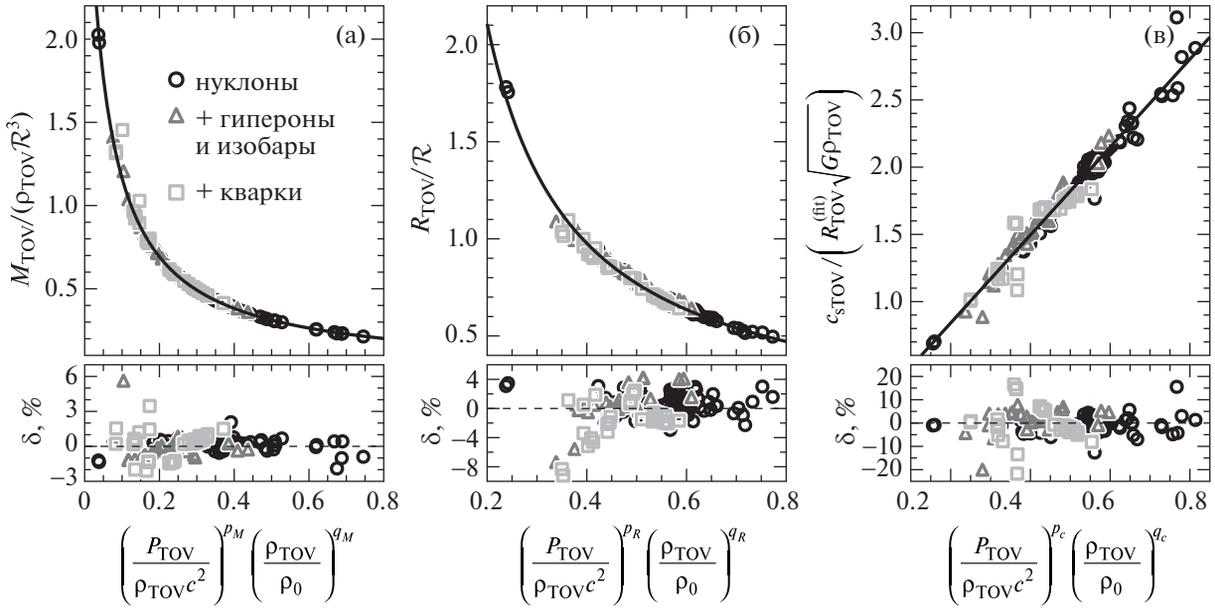


Рис. 2. Корреляции свойств ММНЗ для различных уравнений состояния. Символы соответствуют моделям (○ — нуклонным, △ — с гиперонами и изобарами, □ — гибридным), сплошные кривые — аппроксимациям (1). Величина R определена формулой (1г), $R_{\text{TOV}}^{(\text{fit})}$ соответствует формуле (1б). Степени p_i и q_i , $i = M, R, c$, указаны в табл. 1. Нижние панели показывают относительные ошибки подгонок.

кривой $M - R$ гладок, существенных отклонений от корреляций (1) не наблюдается.

с параметрами $a_0 = -0.6268$, $a_1 = -0.1294$, $b_0 = -0.5588$, $b_1 = 1.023$ и $p = 2.494$.

4. УНИВЕРСАЛЬНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ $P(\rho)$

Если построить зависимости $P(\rho)$ в безразмерных переменных $P/P_{\text{TOV}} - \rho/\rho_{\text{TOV}}$, то для всех 162 моделей их поведение окажется очень похожим, особенно при приближении к центру ММНЗ. Оказывается, что при $\rho > 3\rho_0$ хорошо работает универсальная аппроксимация вида

$$P = P_{\text{TOV}} g_P \left(\rho/\rho_{\text{TOV}}, c_{s\text{TOV}}^{(\text{fit})}/c, \gamma_{\text{max}}^{(\text{fit})} \right), \quad (2a)$$

где $c_{s\text{TOV}}^{(\text{fit})}$ определяется уравнением (1в), величина $\gamma_{\text{max}}^{(\text{fit})} = \left(c_{s\text{TOV}}^{(\text{fit})} \right)^2 \rho_{\text{TOV}}/P_{\text{TOV}}$ играет роль адиабатического индекса³ в центре ММНЗ, а функция g_P имеет вид

$$g_P(x, \zeta, \gamma) = x^{\gamma - a_0 - a_1 \zeta} \left[1 + (a_0 + a_1 \zeta)(1 - x) + (b_0 + b_1 \zeta)(1 - x)^p \right]^{-1} \quad (2б)$$

³ Следует предупредить, что $\gamma_{\text{max}}^{(\text{fit})}$ может сильно отличаться от реального значения адиабатического индекса в точке $\rho = \rho_{\text{TOV}}$. Хотя ошибка подгонки (1в) для $c_{s\text{TOV}}$, как правило, не катастрофична, при возведении в квадрат она возрастает более чем вдвое и в худших случаях превышает 50%.

В среднем ошибка аппроксимации (2) не превышает нескольких процентов. На рис. 3 приведены три характерных примера для нуклонного, гиперонного и гибридного уравнений состояния. Видно, что лучше всего подгонка работает при высоких плотностях, хуже всего — при низких. На рис. 4 изображены распределения среднеквадратичных и наибольших отклонений от аппроксимации (2) при $\rho > 3\rho_0$ для рассмотренной выборки уравнений состояния (см. также таблицу в Дополнительных материалах). Для нуклонных моделей даже наибольшая ошибка не превышает 10%, для моделей с фазовыми переходами (к гиперонному или кварковому веществу) она может быть существенно выше. Около 10 уравнений состояния дают максимальную ошибку более 30–60%, однако для большинства из них среднеквадратичное отклонение все равно составляет $\lesssim 10\%$. Это — проявление неоднородности ошибки подгонки (2), уже продемонстрированной на рис. 3: среднеквадратичное отклонение доминировано большими плотностями, где подгонка работает хорошо, а наибольшая ошибка, наоборот, характеризует качество подгонки при малых плотностях. Лишь одна модель, RSGMT(QMC700), дает большую, $\sim 20\%$, среднеквадратичную ошибку, т.е. неудовлетворительно описывается подгонкой при любых плотностях. Однако она отличается экстремальными значениями

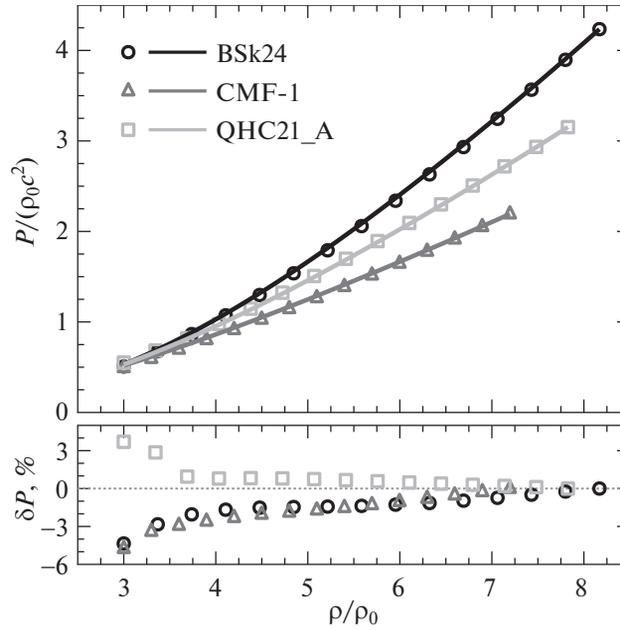


Рис. 3. Характерные примеры применения аппроксимации (2) (линии) к нуклонному (BSk24), гиперонному (CMF-1) и гибричному (QHC21_A) уравнениям состояния (символы). Каждая кривая изображена в области $3\rho_0 \leq \rho \leq \rho_{\text{TOV}}$. Нижняя панель показывает относительную ошибку аппроксимации.

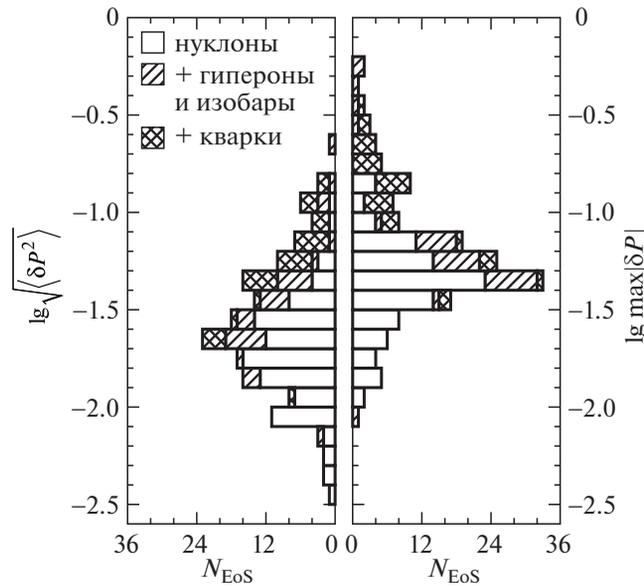


Рис. 4. Распределение относительных ошибок аппроксимации (2) на всей выборке уравнений состояния.

ями даже тех свойств, что подлежат лабораторной проверке, и представляется нереалистичной.

5. ПРИМЕНЕНИЕ К НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМ ОГРАНИЧЕНИЯМ НА ММНЗ

Продемонстрируем, как построенные универсальные корреляции помогают накладывать модельно-независимые ограничения на уравнение

состояния сверхплотного вещества по данным наблюдений.

На рис. 5а символами показано положение ММНЗ на плоскости $M - R$ для всех рассмотренных уравнений состояния (т.е. каждый символ — это точка $(R_{\text{TOV}}, M_{\text{TOV}})$). Различные типы символов отвечают различным типам уравнений состояния (нуклонные, гиперонные, гибридные). При этом пустыми символами указаны “сверхсветовые”

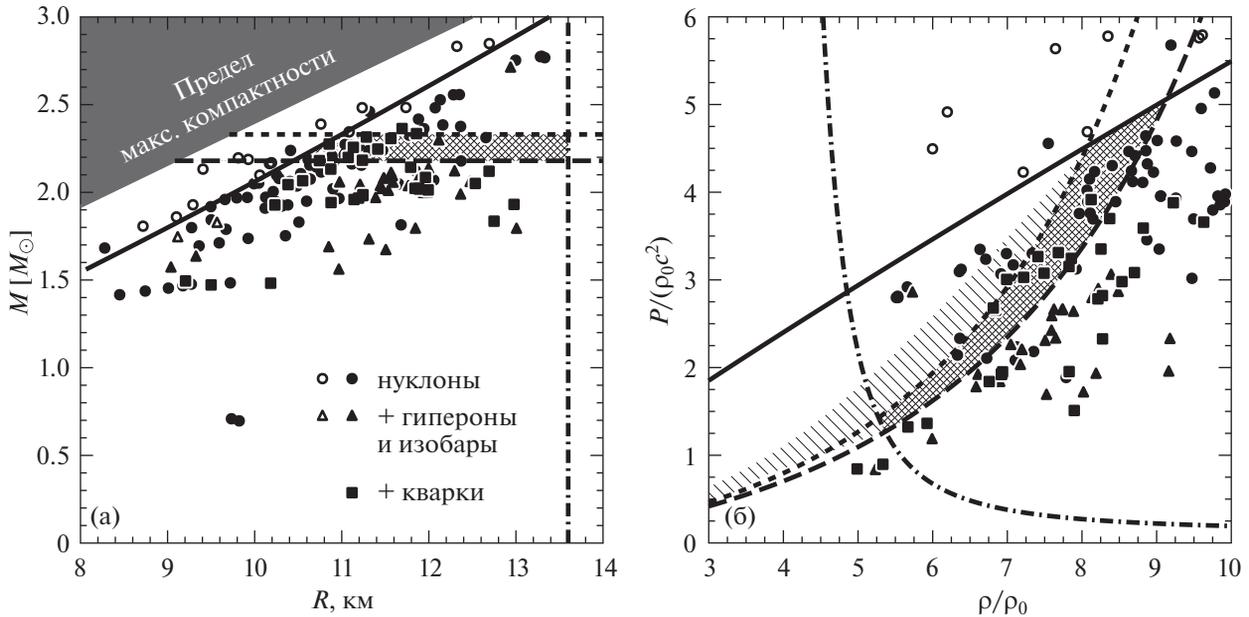


Рис. 5. Положение ММНЗ на плоскостях $M - R$ (а) и $P - \rho$ (б). Сплошными символами изображены субсветовые модели уравнения состояния ($c_{s\text{TOV}} < c$), пустыми — сверхсветовые ($c_{s\text{TOV}} \geq c$). Сплошные линии изображают границы $c_{s\text{TOV}} = c$, полученные с помощью аппроксимаций (1). Длинными штрихами показано условие $M_{\text{TOV}} > 2.19 M_{\odot}$ (Кандел, Романи 2023), короткими — $M_{\text{TOV}} < 2.33 M_{\odot}$ (Реццолла и др., 2018). Штрихпунктиром изображено условие $R_{\text{TOV}} < R_{1.4} < 13.6$ км (Аннала и др., 2018). Области, удовлетворяющие всем этим ограничениям, отмечены двойной ортогональной штриховкой. Одинарная штриховка на рисунке (б) показывает область, занимаемую кривыми $P(\rho)$, чьи точки $(\rho_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}})$ находятся в дважды штрихованном регионе. Для удобства восприятия выбран масштаб, при котором часть моделей оказывается за пределами рисунка (б).

модели, для которых $c_{s\text{TOV}} \geq c$. Тонированная область в верхнем левом углу показывает так называемое ограничение максимальной компактности для возможных значений масс и радиусов НЗ (см., например, Латтимер, Пракаш, 2016). Рисунок 5б изображает то же самое, но на плоскости $P - \rho$ (каждый символ — точка $(\rho_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}})$), только для удобства восприятия выбран масштаб, при котором часть моделей оказывается за пределами рисунка.

В литературе имеются различные ограничения на M_{TOV} разной степени надежности. Максимальная масса должна быть ограничена снизу наблюдениями наиболее массивных НЗ. В качестве примера такого ограничения мы выбрали условие из работы Кандела и Романи (2023): $M_{\text{TOV}} > 2.19 M_{\odot}$ на уровне значимости 2σ . Оно основано на измерениях масс пульсаров в двойных системах. Это ограничение показано на рис. 5а длинными штрихами. Кроме того, Реццоллой и др. (2018) на основе анализа события слияния нейтронных звезд GW170817 (Эббот и др., 2017) предложено ограничение сверху на массу ММНЗ: $M_{\text{TOV}} < 2.33 M_{\odot}$ на уровне значимости 2σ . Оно показано на рис. 5а короткими штрихами. Повторим, что мы используем эти ограничения в иллюстративном порядке, а анализ их систематических неопределенностей выходит за рамки данной статьи.

Прямое ограничение радиуса ММНЗ из наблюдений затруднительно. Мы прибегнем к следующим соображениям. Как показано на рис. 1в, для всех 162 уравнений состояния R_{TOV} оказывается меньше радиуса “канонической” звезды $R_{1.4}$ с $M = 1.4 M_{\odot}$. Получить ограничения на радиусы НЗ средней массы проще ввиду их большей доступности для различных методов наблюдений (см., например, Дегенаар, Сулейманов, 2018). Мы воспользуемся результатами анализа гравитационно-волнового события GW170817 из работы Аннала и др. (2018), в которой на 90%-м уровне значимости получено $R_{1.4} < 13.6$ км. Мы ставим такое же условие на R_{TOV} , что изображено на рис. 5а штрихпунктирной линией.

Эти три ограничения можно отобразить на плоскость $P - \rho$, рассматривая подгонки (1а) и (1б) как уравнения относительно ρ_{TOV} и P_{TOV} . Их решения изображены на рис. 5б линиями тех же стилей, что и соответствующие ограничения на рис. 5а.

Наконец, реалистичные уравнения состояния должны удовлетворять теоретическому условию $c_{s\text{TOV}} < c$. С помощью формул (1) эта граница построена на обеих панелях рис. 5 в виде сплошных линий. Истинная ММНЗ должна располагаться

ниже этих границ. Заметим, что ввиду приближенного характера аппроксимаций, небольшое количество сверхсветовых моделей (пустые символы) попадает ниже, а субсветовых (заполненные символы) — выше сплошных линий. Эту погрешность, равно как и погрешности переноса наблюдательных ограничений с M_{TOV} и R_{TOV} на P_{TOV} и ρ_{TOV} , необходимо учитывать при тщательном анализе, но в нашей демонстрации мы ей пренебрегаем.

Совокупность перечисленных ограничений приводит к допустимым областям ($M_{\text{TOV}}, R_{\text{TOV}}$) и ($P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}}$), показанным на рис. 5 двойной ортогональной штриховкой. Если с помощью аппроксимации (2) из каждой точки этой области провести кривую в область меньших плотностей, то совокупность этих кривых займет область, показанную на рис. 5б одинарной штриховкой. Так выглядит ограничение на уравнение состояния, которое дает предлагаемый в этой работе метод. Оно выглядит как минимум не менее строгим, чем ограничения, предложенные в других недавних работах (Рааймакерс и др., 2021; Жанг и др., 2023), но носит исключительно иллюстративный характер. Более тщательный анализ требует учета погрешностей аппроксимаций (1) и (2) и анализа систематических неопределенностей использованных наблюдательных ограничений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе развит метод определения уравнения состояния сверхплотного вещества по свойствам ММНЗ, предложенный ранее Офенгеймом (2020). Обнаруженные в той работе корреляции между величинами $M_{\text{TOV}}, R_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}}$ и c_{TOV} подтверждены на значительно более широком наборе уравнений состояния, на этот раз включающем как барионные, так и гибридные модели. Для аппроксимации этих корреляций предложены новые формулы (1), основанные на идее размерного анализа.

Кроме того, показано, что зависимости $P(\rho)$ для самых разных моделей уравнения состояния могут быть описаны единой аппроксимацией (2), имеющей всего два параметра — давление P_{TOV} и плотность ρ_{TOV} в центре ММНЗ. Эта подгонка имеет низкую точность при низких плотностях $\rho \lesssim 3\rho_0$, но зато хорошо работает в более плотной области, представляющей наибольший интерес.

Применяя формулы (1) к ряду теоретических и наблюдательных ограничений на свойства ММНЗ, мы существенно ограничиваем возможные значения $M_{\text{TOV}}, R_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}}$ и ρ_{TOV} . С помощью формулы (2) ограничения на последнюю пару величин конвертированы в ограничения на все уравнение состояния в области $\rho \gtrsim 3\rho_0$.

Природа исследуемых здесь универсальных свойств остается неясной. В работе Офенгейма (2020) существование корреляций между свойствами ММНЗ трактовалось как косвенное подтверждение выявленной Линдбломом (2010) приближенной 2-параметричности реалистичных уравнений состояния. Обнаруженная в данной работе универсальность кривых $P(\rho)$, на первый взгляд, прямо распространяет линдбломовскую находку на практически все существующие модели и предлагает в качестве двух параметров пару величин P_{TOV} и ρ_{TOV} (либо, с учетом корреляций (1), M_{TOV} и R_{TOV}). Однако линдбломовское 2-параметрическое описание имело “якорную” точку на границе коры и ядра, т.е. при плотности $\sim 0.5\rho_0$, в то время как формула (2) работает, начиная с $3\rho_0$. Поэтому используемая в настоящей работе 2-параметричность уравнений состояния несколько отличается от той, что обнаружил Линдблом в 2010 г. Кроме того, и линдбломовская, и предложенная здесь параметризации кривых $P(\rho)$ являются исключительно феноменологическими и не имеют под собой микроскопического обоснования. Наконец, в работе Цай и др. (2023) предложено объяснение корреляций свойств ММНЗ, вообще не опирающееся на свойства уравнения состояния. Так что, возможно, корреляции (1) и аппроксимации (2) являются “плодами с разных деревьев”.

Настоящая работа имеет три естественных направления развития. Во-первых, можно попытаться распространить аппроксимацию кривых $P(\rho)$ на область $\rho < 3\rho_0$. Для этого, возможно, потребуются увеличить число независимых параметров в подгоночной формуле. Во-вторых, в силу взаимно однозначного соответствия кривых $P(\rho)$ и $M - R$ (Линдблом, 1992) множество последних также должно описываться малым числом вещественных параметров. Соответственно, можно попытаться предложить универсальную аппроксимацию кривых $M - R$. Она будет полезна практически во всех исследованиях, связанных с наблюдательными ограничениями на массы и радиусы НЗ. В-третьих, следует определить, какое из объяснений корреляций свойств ММНЗ — Офенгейма (2020), Цай и др. (2023) или какое-то третье — является верным. Безотносительно отмеченных открытых вопросов, мы ожидаем, что представленный здесь метод окажется действенным инструментом для ограничения уравнения состояния сверхплотного вещества.

Работа П.С. Штернина выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-12-00133-П). Работа Д.Д. Офенгейма и Ц. Пирана выполнена при поддержке Европейского исследовательского совета (Advanced ERC grant MultiJets).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аннала и др. (E. Annala, T. Gorda, A. Kurkela, and A. Vuorinen), *Phys. Rev. Lett.* **120**, 172703 (2018).
2. Антониадис и др. (J. Antoniadis, P.C.C. Freire, N. Wex, Th.M. Tauris, R.S. Lynch, M.H. van Kerkwijk, M. Kramer, C. Bassa, et al.), *Science* **340**, 448 (2013).
3. Бейгер, Хэнсель (M. Bejger and P. Haensel), *Astron. Astrophys.* **396**, 917 (2002).
4. Гусаков и др. (M.E. Gusakov, P. Haensel, and E.M. Kantor), *MNRAS* **439**, 318 (2014).
5. Гусаков и др. (M.E. Gusakov, A.D. Kaminker, D.G. Yakovlev, and O.Y. Gnedin), *MNRAS* **363**, 555 (2005).
6. Дегенаар, Сулейманов (N. Degenaar and V.F. Suleimanov), *The Physics and Astrophysics of Neutron Stars* (Ed. L. Rezzolla, P. Pizochero, D.I. Jones, N. Rea, I. Vidaña, Cham: Springer, 2018), с. 185.
7. Деморест и др. (P.B. Demorest, T. Pennucci, S.M. Ransom, M.S.E. Roberts, and J.W.T. Hessels), *Nature* **467**, 1081 (2010).
8. Езел, Фрейре (F. Özel and P. Freire), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 401 (2016).
9. Жанг, Яги (N. Jiang and K. Yagi), *Phys. Rev. D* **101**, 124006 (2020).
10. Жанг и др. (J.-L. Jiang, C. Ecker, and L. Rezzolla), *Astrophys. J.* **949**, 11 (2023).
11. Каминкер и др. (A.D. Kaminker, A.A. Kaurov, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *MNRAS* **442**, 3484 (2014).
12. Кандел, Романи (D. Kandel and R.W. Romani), *Astrophys. J.* **942**, 6 (2023).
13. Латтимер, Пракаш (J.M. Lattimer and M. Prakash), *Astrophys. J.* **550**, 426 (2001).
14. Латтимер, Пракаш (J.M. Lattimer and M. Prakash), *Phys. Rep.* **621**, 127 (2016).
15. Латтимер (J. Lattimer), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **71**, 433 (2021).
16. Линдблом (L. Lindblom), *Astrophys. J.* **398**, 569 (1992).
17. Линдблом (L. Lindblom), *Phys. Rev. D* **82**, 103011 (2010).
18. Оппенгеймер, Волков (J.R. Oppenheimer and G.M. Volkoff), *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
19. Офенгейм и др. (D.D. Ofengeim, M.E. Gusakov, P. Haensel, and M. Fortin), *Phys. Rev. D* **100**, 103017 (2019).
20. Офенгейм (D.D. Ofengeim), *Phys. Rev. D* **101**, 103029 (2020).
21. Пирсон и др. (J.M. Pearson, N. Chamel, A.Y. Potekhin, A.F. Fantina, C. Ducoin, A.K. Dutta, and S. Goriely), *MNRAS* **481**, 2994 (2018).
22. Потехин и др. (A.Y. Potekhin, A.F. Fantina, N. Chamel, J.M. Pearson, and S. Goriely), *Astron. Astrophys.* **560**, A48 (2013).
23. Рааймакерс и др. (G. Raaijmakers, S.K. Greif, K. Hebeler, T. Hinderer, S. Nissanke, A. Schwenk, T.E. Riley, A.L. Watts, J.M. Lattimer, and W.C.G. Ho), *Astrophys. J.* **918**, L29 (2021).
24. Реццолла и др. (L. Rezzolla, E.R. Most, and L.R. Weih), *Astrophys. J.* **852**, L25 (2018).
25. Рид и др. (J.S. Read, B.D. Lackey, B.J. Owen, and J.L. Friedman), *Phys. Rev. D* **79**, 124032 (2009).
26. Толман (R.C. Tolman), *Phys. Rev.* **55**, 364 (1939).
27. Тюпель и др. (S. Typel, M. Oertel, and T. Klähn), *Phys. Particl. Nucl.* **46**, 633 (2015).
28. Фонсека и др. (E. Fonseca, H.T. Cromartie, T.T. Pennucci, P.S. Ray, A.Yu. Kirichenko, S.M. Ransom, P.B. Demorest, I.H. Stairs, et al.), *Astrophys. J.* **915**, L12 (2021).
29. Хэнсель и др. (P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars I: Equation of State ad Structure* (New York: Springer, 2007).
30. Цай и др. (B.-J. Cai, B.-A. Li, and Z. Zhang), *Astrophys. J.* **952**, 147 (2023).
31. Шапиро С., Тьюколски С., *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985).
32. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L12 (2017).
33. Яковлев и др. (D.G. Yakovlev, W.C.G. Ho, P.S. Shternin, C.O. Heinke, and A.Y. Potekhin), *MNRAS* **411**, 1977 (2011).
34. Яги, Юнес (K. Yagi and N. Yunes), *Science* **341**, 365 (2013a).
35. Яги, Юнес (K. Yagi and N. Yunes), *Phys. Rev. D* **88**, 023009 (2013b).

НАВЕДЕННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ ВОКРУГ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2023 г. А. В. Кузин*

Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11.09.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

В рентгеновских источниках с пульсациями замагниченную нейтронную звезду окружает аккреционный диск, особенности структуры которого требуют изучения. В частности, дипольное поле звезды может частично проникать в диск и, вмораживаясь в вещество, приводит к появлению наведенного поля в диске. Рост поля может быть ограничен его турбулентной диффузией. В настоящей работе проведен расчет такого наведенного поля. Задача сведена к решению уравнения индукции при наличии диффузии. Получено аналитическое решение уравнения, при этом одновременно рассчитаны радиальная и вертикальная структуры наведенного поля. Радиальная структура близка к ранее предсказанной зависимости от разности скоростей диска и магнитосферы: $b \propto \Omega_s - \Omega_k$, а вертикальная структура поля близка к линейной пропорциональности между полем и высотой над экватором: $b \propto z$. Обсуждается возможность существования нестационарных квазипериодических составляющих наведенного магнитного поля.

Ключевые слова: нейтронные звезды, аккреционные диски, магнитное поле.

DOI: 10.31857/S0320010823100017, EDN: OKJNVG

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о структуре аккреционного диска, взаимодействующего с магнитным полем центральной звезды, является проблемой, связанной с исследованием рентгеновских источников с замагниченными нейтронными звездами. Цель настоящей работы состоит в расчете наведенного поля в таком диске. Мы рассматриваем случай, когда магнитное поле НЗ частично проникает в диск, причем магнитная ось НЗ наклонена к оси диска. Из-за того, что вещество в диске ионизовано и линии поля увлекаются движением вещества, в диске появляется наведенное поле (Лаи, 1999).

Одну из первых моделей взаимодействия магнитного поля с аккреционным диском предложили Гош и Лэмб (Гош и др., 1977; Гош, Лэмб, 1979а,б) для объяснения наблюдаемого изменения частоты вращения НЗ. Они рассчитали момент сил, который передается от диска звезде магнитным полем, и их теоретические результаты оказались в согласии с имеющимися наблюдениями. Однако наведенное магнитное поле в этой серии работ было введено в упрощенном виде, и Ванг (1987) показал, что модель диска у Гоша и Лэмба несамосогласована. Эти проблемы явились мотивацией для других авторов

строить более правдоподобные модели наведенного магнитного поля.

Кэмпбелл (1987) нашел структуру наведенного поля, решая уравнение индукции в предположениях, похожих на используемые в настоящей работе. В упомянутой работе и в следующей (Кэмпбелл, 1992) была высказана и обоснована идея о пропорциональности наведенного поля разности угловых скоростей звезды и скорости вещества в диске: $b \propto \Omega_s - \Omega(r)$. Исследуя различные механизмы ограничения роста наведенного поля, Ванг (1995, 1997 для наклоненного ротатора) пришел к той же пропорциональности в случае, когда турбулентность в диске уравнивает рост поля. Вангом был также исследован случай пересоединения линий поля над поверхностью диска в областях большой разницы скоростей (см. также Лавлейс и др., 1995).

Опишем основные положения используемой модели. Для моделирования диска важно знать как радиальную, так и вертикальную структуры поля внутри диска. В настоящей работе в выражении для наведенного поля вертикальная и радиальная структуры разделяются, что значительно помогает в понимании устройства этого поля. Коэффициент магнитной диффузии физически обоснованно зависит от радиальной координаты. Из уравнения

*Электронный адрес: alv.kuzin@gmail.com

индукции выведено уравнение для расчета наведенного магнитного поля и к этому уравнению поставлены граничные условия на поверхности диска. Работа сфокусирована на нахождении стационарного аксиально-симметричного магнитного поля, кратко обсуждаются альтернативные возможности.

2. МОДЕЛЬ ДИСКА И НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

В работе используется цилиндрическая неподвижная система координат (r, φ, z) , чей центр совмещен с НЗ, вращающейся с частотой Ω_s . Ось вращения НЗ совпадает с осью диска, диск лежит в плоскости $z = 0$. Координата поверхности диска будет обозначена как $z_0(r)$. Магнитное поле НЗ предполагается дипольным с моментом μ , а магнитная ось наклонена к оси вращения на угол χ .

Аккреционный диск геометрически тонкий, относительная полутолщина $h_0 = z_0(r)/r \ll 1$, является параметром модели. Поскольку h_0 в стандартной теории дисковой аккреции слабо зависит от расстояния, предполагается, что $h_0 = \text{const}$. Внутренний радиус вязкого диска обозначим r_0 : его положение зависит от магнитного поля (в том числе наведенного), но в этой работе он также будет рассматриваться как заданная величина. Для простоты считается, что r_0 разграничивает области вещества, коротирующего с НЗ, и вещества в диске. Вместо того, чтобы моделировать переходную зону (как, например, в работе Клузняка и Раппапорта, 2007), переход от одной скорости к другой считается резким. Такой же резкий переход предполагается на поверхностях диска. Вещество в диске имеет кеплеровскую угловую скорость (отклонения от кеплеровости неважны для задачи, см. Кэмпбелл, 1987), а вне диска коротирует с НЗ:

$$V = \begin{cases} \left(\frac{GM}{r}\right)^{1/2} & \text{в диске,} \\ \Omega_s r & \text{в магнитосфере.} \end{cases} \quad (1)$$

Будем считать, что магнитное поле состоит из дипольных компонент, которые проникают в диск, и дополнительного тороидального поля:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{НЗ}}^{\text{dip}} + b_\varphi \mathbf{e}_\varphi = B_r \mathbf{e}_r + (B_\varphi + b_\varphi) \mathbf{e}_\varphi + B_z \mathbf{e}_z, \quad (2)$$

где $b_\varphi = b_\varphi(r, \varphi, z)$ — наведенное поле.

Обычным образом определены радиус коротации $r_c = (GM/\Omega_s^2)^{1/3}$ и параметр быстроты $\omega = \Omega_s/\Omega_k(r_0) = (r_0/r_c)^{3/2}$. Все результаты в работе приведены для параметров НЗ, характерных для аккрецирующих миллисекундных пульсаров: $M = 1.4M_\odot$, $\mu = 10^{26}$ Гс · см³, $f = 200$ Гц.

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Начнем с известного уравнения индукции магнитного поля (см., например, Насо, Миллер, 2010, 2011):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}([\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \eta \text{rot} \mathbf{B}). \quad (3)$$

Коэффициент магнитной диффузии η считается турбулентной природы и полагается пропорциональным “коэффициенту кинематической вязкости”: $\eta \propto \nu_T$. В книге Липуновой и др. (2018) приведено выражение для ν_T : $\nu_T = 2\alpha z_0^2 \Omega_k / 3\Pi_1$, где Π_1 — слабо зависящий от расстояния параметр: $\Pi_1 \approx 6 - 7$. Тогда запишем коэффициент магнитной диффузии в диске

$$\eta = \Omega_k r^2 / C, \quad (4)$$

где C — коэффициент, слабо зависящий от расстояния. Если ввести коэффициент пропорциональности $\eta = \epsilon \nu_T$, то коэффициент $C = 3\Pi_1 / 2\alpha \epsilon h_0^2$. Будем считать C не зависящим от расстояния, поскольку и h_0 , и Π_1 — слабые функции r . В следующем разделе подробно обсуждаются возможные соотношения между коэффициентами магнитной диффузии внутри и вне диска. В дальнейшем понадобится выражение для дипольного поля в цилиндрических координатах:

$$\mathbf{B}^{\text{dip}} = \frac{\mu}{(r^2 + z^2)^{5/2}} [(2r^2 \sin \chi \cos \varphi' + 3rz \cos \chi - z^2 \sin \chi \cos \varphi') \mathbf{e}_r + (\sin \chi \sin \varphi' (r^2 + z^2)) \mathbf{e}_\varphi + (-r^2 \cos \chi + 3rz \sin \chi \cos \varphi' + 2z^2 \cos \chi) \mathbf{e}_z]. \quad (5)$$

Здесь угол φ' во вращающейся системе отсчета НЗ связан с углом в инерциальной системе отсчета соотношением $\varphi' = \varphi - \Omega_s t$.

3.1. Уравнение диффузии поля

Чтобы получить верхнюю оценку на наведенное поле внутри диска, допустим, что дипольное поле НЗ полностью проникает в диск (обсуждение этого предположения приведено дальше).

Учтем, что в силу квазистационарного характера изменения поля со временем, и поскольку поле зависит от времени лишь через азимутальный угол $\mathbf{B}(\varphi', \dots) = \mathbf{B}(\varphi - \Omega_s t, \dots)$, производную по времени можно заменить на производную по углу: $\frac{\partial}{\partial t} = -\Omega_s \frac{\partial}{\partial \varphi}$. Воспользуемся также соотношениями $\text{rot} \mathbf{B}^{\text{dip}} = \mathbf{0}$, $\text{grad} \eta = (\eta/2r) \mathbf{e}_r$. Тогда проекция уравнения индукции на тороидальное направление принимает вид

$$-\Omega_s \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} = \frac{\partial (V B_z)}{\partial z} + \frac{\partial (V B_r)}{\partial r} + \quad (6)$$

$$+ \eta \left(\Delta b_\varphi - \frac{b_\varphi}{2r^2} + \frac{1}{2r} \frac{\partial b_\varphi}{\partial r} \right).$$

Уравнение требует граничных условий, а выражение в последних скобках в (6) неудобно для их постановки. Полезна замена $\tilde{b}_\varphi = (r/r_c)^{1/4} b_\varphi$, которая позволяет избавиться от первых производных по r в скобках. Подставляя в (6) скорость (1) и магнитное поле (2) с дипольным полем, заданным (5) (причем удерживаем члены вида z/r лишь до первой степени в силу их малости), получаем уравнение индукции в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{r_c}{r}\right)^{1/4} \left(\Delta \tilde{b}_\varphi - \frac{9}{16r^2} \tilde{b}_\varphi + \frac{C}{r^2} \frac{\Omega_s}{\Omega_k} \frac{\partial \tilde{b}_\varphi}{\partial \varphi} \right) = & \quad (7) \\ = \frac{C\mu}{r^5} \left(4 + \frac{\Omega_s}{\Omega_k} \right) \sin \chi \cos \varphi + \frac{9C\mu}{2r^6} z \cos \chi - & \\ - \frac{C\mu D_z}{r^5 \Omega_k} (-\cos \chi + 3z/r \cos \varphi \sin \chi) - & \\ - \frac{C\mu D_r}{r^5 \Omega_k} (2 \sin \chi \cos \varphi + 3z/r \cos \chi), & \end{aligned}$$

где коэффициенты D_r и D_z содержат в себе дельта-функции, возникающие из производных скорости:

$$D_r = \Omega_s r_0 \frac{1 - \omega}{\omega} \delta(r - r_0), \quad (8)$$

$$D_z = r(\Omega_s - \Omega_k)(\delta(z - z_0) - \delta(z + z_0)). \quad (9)$$

Угол $\varphi = \Omega_s t + \varphi'$ входит в уравнение (7) только через $\cos \varphi$, значит, наведенное поле состоит только из не зависящей от угла стационарной составляющей и, возможно, компонент, зависящих от угла как $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$. Обозначим $b_\varphi = b(r, z) + b_1(r, z) \cos \varphi + b_2(r, z) \sin \varphi$. Первый и второй члены справа в уравнении (7) — это источники для b и b_1 . Третий и четвертый члены ответственны за разрывность полей на поверхностях и внутреннем краю диска; эти члены будут использованы при получении граничных условий. Для $\tilde{b} = \tilde{b}(r, z)$ внутри диска получается уравнение

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{b}}{\partial r} \right) - \frac{9\tilde{b}}{16r^2} + \frac{\partial^2 \tilde{b}}{\partial z^2} = & \quad (10) \\ = \frac{9C}{2} \frac{z}{r^6} \left(\frac{r}{r_c} \right)^{1/4} \mu \cos \chi. & \end{aligned}$$

Граничное условие на поверхности диска будет условием Неймана. Чтобы получить вид этого условия, проинтегрируем (7) по малому отрезку между близкими точками, одна из которых находится в диске, а другая — в магнитосфере [$z_0(1 - \varepsilon), z_0(1 + \varepsilon)$], где $\varepsilon \ll 1$. Перепишем уравнение

(7) для аксиально-симметричной компоненты поля, оставив только члены, которые после такого интегрирования дадут не бесконечно малые величины:

$$\begin{aligned} \eta \left(\frac{r_c}{r} \right)^{1/4} \frac{\partial^2 \tilde{b}}{\partial z^2} = & \quad (11) \\ = \frac{\mu \cos \chi}{r^3} (V_m - V_d) \delta(z - z_0) + \dots & \end{aligned}$$

Видно, что разрыв производной поля $\frac{\partial \tilde{b}}{\partial z}$ на поверхности диска определяется разницей скоростей в диске и в магнитосфере. Чтобы из уравнения (11) получить условие на производную, нужно узнать, как она связана с производной в магнитосфере. Это можно сделать двумя способами.

Первый подход (Насо, Миллер, 2010, 2011; Рековски и др., 2000) опирается на предположение, что в диске и магнитосфере за магнитную диффузию отвечают похожие турбулентные механизмы, но из-за низкой плотности и высокой температуры над диском (в короне) $\eta_{\text{magn}} \gg \eta_{\text{disk}}$. Тогда переместим η в правую часть уравнения (11) и проинтегрируем по малому отрезку, содержащему поверхность диска. Получаем, используя (4),

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} \Big|_{z=z_0(1+\varepsilon)} - \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} \Big|_{z=z_0(1-\varepsilon)} = & \quad (12) \\ = -\frac{C\mu \cos \chi}{2} \left(1 - \frac{\Omega_s}{\Omega_k} \right) \frac{1}{r^4} \left(\frac{r}{r_c} \right)^{1/4}. & \end{aligned}$$

Теперь необходимо связать $\frac{\partial \tilde{b}}{\partial z}$ в диске и в магнитосфере. Для оценки заметим, что в уравнении (3) член $\text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ под поверхностью того же порядка, что и над поверхностью на заданном радиусе¹. Таким образом, учитывая стационарность, можно написать

$$\eta_{\text{magn}} \frac{\partial^2 \tilde{b}_{\text{magn}}}{\partial z^2} \sim \eta_{\text{disk}} \frac{\partial^2 \tilde{b}_{\text{disk}}}{\partial z^2}. \quad (13)$$

Пусть наведенное поле в диске меняется на масштабе высот $\Delta z \sim z_0$. Масштаб изменения b (или \tilde{b}) в магнитосфере обозначим за z_m . Тогда заменой производных на отношения из (13) следует

$$\eta_{\text{magn}} \frac{\tilde{b}_{\text{magn}}}{z_m^2} \sim \eta_{\text{disk}} \frac{\tilde{b}_{\text{disk}}}{z_d^2}. \quad (14)$$

Ожидается, что недипольная компонента поля над и под поверхностью должна быть одного порядка, поэтому

$$\frac{\partial \tilde{b}_{\text{magn}}}{\partial z} \sim \frac{\tilde{b}_{\text{magn}}}{z_m} \sim \sqrt{\frac{\eta_d}{\eta_{\text{magn}}}} \frac{\partial \tilde{b}_{\text{disk}}}{\partial z} \ll \frac{\partial \tilde{b}_{\text{disk}}}{\partial z}. \quad (15)$$

¹ Только полоидальное поле вносит вклад в $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, и это полоидальное поле в используемой модели есть просто дипольная полоидальная компонента (см. уравнение (2)).

Таким образом, в первом подходе можно пренебречь производной в магнитосфере и из (12) получить

$$\left. \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} \right|_{z=z_0-\varepsilon} = \frac{C\mu \cos \chi}{2} \left(1 - \frac{\Omega_s}{\Omega_k}\right) \frac{1}{r^4} \left(\frac{r}{r_c}\right)^{1/4}. \quad (16)$$

Альтернативный способ описания коэффициента магнитной диффузии в магнитосфере состоит в том, чтобы предположить полное отсутствие вещества в магнитосфере, т.е. $\eta_{\text{magn}} = 0$ (Кэмпбелл, 1992). В этом случае, проинтегрировав (11), получаем

$$\left. \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} \right|_{z=z_0-\varepsilon} = C\mu \cos \chi \left(1 - \frac{\Omega_s}{\Omega_k}\right) \frac{1}{r^4} \left(\frac{r}{r_c}\right)^{1/4}. \quad (17)$$

Для нас предпочтителен первый способ постановки граничных условий, поскольку корона над диском, вероятно, существует, и этот способ будет использован в настоящей работе. Существуют вопросы к выбранному подходу: если корона коротирует с НЗ, она, вероятно, не будет турбулентной, и неясно, действительно ли коэффициент магнитной диффузии в магнитосфере будет выше, чем в диске. Примечательно, однако, как мало результат зависит от способа постановки условий.

Граничное условие на нижней поверхности диска ставится таким же образом. На внутреннем радиусе по аналогии запишем

$$\left. \frac{\partial \tilde{b}}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -\frac{3C(1-\omega)}{2} \frac{1}{r_0^4} \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^{1/4} \frac{z}{r_0} \mu \cos \chi. \quad (18)$$

Отметим пропорциональность компоненты b дипольному моменту и косинусу угла наклона: $b \propto \mu \cos \chi$.

Достаточно подсчитать число граничных условий, чтобы понять, что их недостаточно, необходимо еще одно. Известно (Лавлейс и др., 1995; Узденский и др., 2002а,б), что при наличии диска линии поля сохраняют дипольную конфигурацию только рядом с НЗ. Вдали же от центральной звезды линии должны, пересоединяясь, размыкаться. Очевидно, на больших расстояниях от звезды наведенного поля нет. Поставим дополнительное условие первого рода на некотором внешнем радиусе, который назовем r_{out} . Этот внешний радиус в нашей модели не определяется самосогласованно и является

поэтому еще одним параметром. Мы обозначим за a внешний радиус, нормированный на радиус коротации: $a = r_{\text{out}}/r_c$.

Полная задача для \tilde{b} выглядит так:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{b}}{\partial r} \right) - \frac{9\tilde{b}}{16r^2} + \frac{\partial^2 \tilde{b}}{\partial z^2} = \\ = \frac{9C}{2} \frac{z}{r^6} \left(\frac{r}{r_c}\right)^{1/4} \mu \cos \chi, \\ \left. \frac{\partial \tilde{b}}{\partial z} \right|_{z=\pm z_0} = \frac{C}{2} \frac{1}{r^4} \left(1 - \frac{\Omega_s}{\Omega_k}\right) \left(\frac{r}{r_c}\right)^{1/4} \mu \cos \chi, \\ \left. \frac{\partial \tilde{b}}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -\frac{3C}{2r_0^5} (1-\omega) \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^{1/4} z \mu \cos \chi, \\ \tilde{b}(r = r_{\text{out}}) = 0. \end{cases} \quad (19)$$

Нормируем поле \tilde{b} на величину $C\mu \cos \chi$ и везде далее будем обозначать ее как μ_c . Перепишем (19) для новой функции β , для которой граничные условия на поверхности диска будут тривиальными:

$$\begin{aligned} \tilde{b}(r, z) &= \\ &= \frac{\mu_c}{2r^4} \left(1 - \frac{\Omega_s}{\Omega_k}\right) \left(\frac{r}{r_c}\right)^{1/4} z + \frac{\mu_c}{r_c^3} \tilde{\beta}(\rho, \zeta) \equiv \\ &\equiv \tilde{b}_0(r, z) + \frac{\mu_c}{r_c^3} \tilde{\beta}(\rho, \zeta). \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь введены безразмерные переменные $\rho = r/r_c$, $\zeta = z/z_0 = z/rh_0$. Прежде чем выписать задачу для $\tilde{\beta}$, обсудим подробнее составляющую поля \tilde{b}_0 в (20); \tilde{b}_0 определяется ненулевыми граничными условиями второго рода на поверхности диска и пропорциональна разрыву в скорости вещества на поверхности диска. Перейдя от \tilde{b}_0 обратно к b_0 и подставив в качестве вертикальной координаты поверхность диска $z = z_0(r) = h_0 r$, получаем $b_0^{\text{surf}} = \mu_c h_0 / 2 \cdot (1 - \Omega_s / \Omega_k) / r^3$. С точностью до множителя это равно выражению, полученному Вангом для наведенного поля на поверхности диска в случае, когда турбулентная диффузия в диске ограничивает генерацию поля. Это выражение часто используется как простая аналитическая оценка для наведенного поля на поверхности диска (см., например, работу Клузняка и Раппапорта, 2007). Таким образом, выражение $b_0(r, z)$ описывает распределение по вертикали того поля, значение которого на поверхности было найдено Вангом.

Оставшаяся же величина $\tilde{\beta}$ определяется граничными условиями на внутреннем краю диска и правой частью уравнения (19) и Вангом не была рассмотрена. Для удобства сравнения результатов

настоящей статьи с результатами других работ коэффициент C будет полагаться таким, чтобы выражение для b_0^{surf} в точности совпадало с выражением, использованным Клузьяком и Раппапортом, т.е. $C = 2/h_0$. Для $\tilde{\beta}(r, z)$ мы получаем следующую задачу:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial \rho} \right) - \frac{9\tilde{\beta}}{16\rho^2} + \frac{1}{h_0^2 \rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{\beta}}{\partial \zeta^2} = f(\rho, \zeta), \\ \left. \frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=1} = 0, \tilde{\beta}(\zeta = 0) = 0, \\ \left. \frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial \rho} \right|_{\rho=\omega^{2/3}} = \frac{3}{4} \frac{1+\omega}{\omega^{8/3}} \omega^{1/6} \zeta, \\ \beta(\rho = a) = \frac{a^{3/2} - 1}{a^3} a^{1/4} \zeta, \\ f(\rho, \zeta) = \frac{9}{2} \frac{\zeta}{\rho^5} (\rho^{3/2} - 1) \rho^{1/4}, \end{cases} \quad (21)$$

которую решаем в следующем подразделе. Сейчас заметим, что в случае очень тонкого диска $h_0 \ll \ll 1$ уравнение дает $\beta(r, z) = 0$. Это значит, что отклонение полного наведенного поля b от “ванговского поля” b_0 отсутствует в случае очень малой относительной толщины диска и растет с ростом h_0 .

3.2. Решение для наведенного поля

Мы предполагаем, что

$$\frac{\partial^2 \tilde{\beta}}{\partial z^2} \approx \frac{1}{h_0^2 r^2} \frac{\partial^2 \tilde{\beta}}{\partial \zeta^2}.$$

Строго это неверно, но корректное выражение было бы слишком сложно для любых аналитических исследований и метод разделения переменных был бы неприменим. Причина возникшего усложнения в том, что область решения — усеченная трапеция, и граничные условия выставлены в виде $\frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial z} = \dots$, вместо каноничной формы $\frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial \mathbf{n}} = \dots$. Замена $\frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial z}$ на $\frac{1}{h_0 r} \frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial \zeta}$ в уравнении эквивалентна замене производных по z -координате в граничных условиях на производные вдоль нормали. Поскольку угол раскрытия диска $2h_0 \ll 1$, можно ожидать, что наше приближение приведет лишь к небольшим ошибкам. Подобные проблемы можно обойти, пользуясь сферической системой координат (ССК). Уравнение в ССК решается даже легче, чем в цилиндрической СК (ЦСК). С другой стороны, упомянутое упрощение позволяет получить “вертикальные” собственные функции в ЦСК в виде простых синусов $\sin(\mu_n \zeta)$ (см. далее), в то время как аналогичные собственные функции

в ССК оказываются сложнее. Сравнение наведенного магнитного поля, рассчитанного в ЦСК (с упомянутыми упрощениями) и в ССК, показано позднее на рис. 3. Хотя отличия заметны, они несущественны в контексте моделирования структуры диска.

Очевидно, $\tilde{\beta}$ — нечетная функция ζ . Рассмотрим задачу на отрезке $[0, 1]$ вместо $[-1, 1]$, заменив условие на нижней границе условием на экваторе: $\beta(\zeta = 0) = 0$. Ищем решение в виде

$$\tilde{\beta}(\rho, \zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n(\rho) \sin(\mu_n \zeta), \quad (22)$$

где введено обозначение $\mu_n = \pi(n + 1/2)$. Для коэффициентов $B_n(\rho)$ получаем одномерные краевые задачи. Используя линейность всех уравнений, разделим B на сумму двух функций: $B(\rho) = u(\rho) + v(\rho)^2$. Задача для u будет включать нулевые граничные условия и ненулевой источник, а задача для v будет без источника, но с ненулевыми граничными условиями:

$$\begin{cases} \rho(\rho u'_n)' - M_n^2 u_n = \rho^2 f_n(\rho), \\ u'_n(\omega^{2/3}) = 0, u_n(a) = 0, \\ f_n(\rho) = 9 \frac{(-1)^n}{\mu_n^2} \frac{\rho^{1/4}}{\rho^5} (\rho^{3/2} - 1); \end{cases} \quad (23)$$

$$\begin{cases} \rho(\rho v'_n)' - M_n^2 u_n = 0, \\ v'_n(\omega^{2/3}) = 2 \frac{3}{4} \frac{(-1)^n}{\mu_n^2} \frac{1+\omega}{\omega^{8/3}} \omega^{1/6}, \\ v_n(a) = 2 \frac{(-1)^n}{\mu_n^2} \frac{a^{3/2} - 1}{a^3} a^{1/4}. \end{cases} \quad (24)$$

Здесь обозначено $M_n^2 = 9/16 + \mu_n^2/h_0^2$. Задача для v имеет решение

$$v_n(\rho) = A_n \rho^{M_n} + C_n \rho^{-M_n}, \quad (25)$$

где коэффициенты A, C легко найти подстановкой этого выражения в граничные условия.

Задачу для u можно решить так. Решается задача Штурма–Лиувилля с соответствующими граничными условиями:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} (\rho \tilde{y}'_{mn})' - \frac{M_n^2}{\rho^2} \tilde{y}_{mn} + \lambda_{mn} \tilde{y}_{mn} = 0, \\ + \text{нулевые Г.У.} \end{cases} \quad (26)$$

² Этот шаг необходим для аналитического решения (21), но на самом деле проще и быстрее решать полученные краевые задачи для $B_n(r)$ (для приемлемого числа n) численно. В любом случае аналитическое решение полезно, хотя бы для тестирования численного кода.

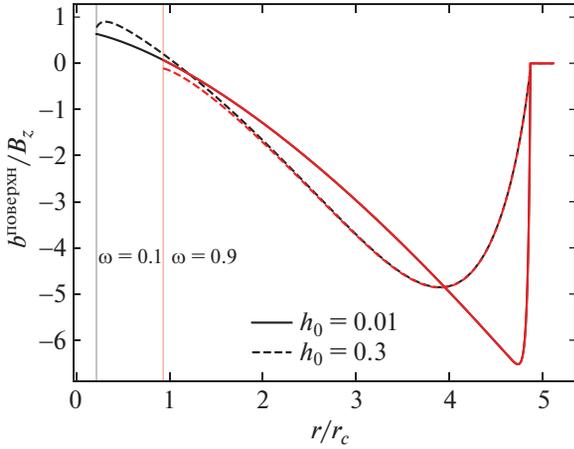


Рис. 1. Зависимость наведенного поля на поверхности диска b^{surf} , нормированного на вертикальное дипольное поле B_z , от расстояния до НЗ в единицах радиуса короткоты ($\omega = 0.1$ и $\omega = 0.9$ соответствуют черному и красному цвету, внутренние радиусы обозначены на рисунке вертикальными линиями). Для каждой ω были приняты две относительные полутолщины диска (см. легенду).

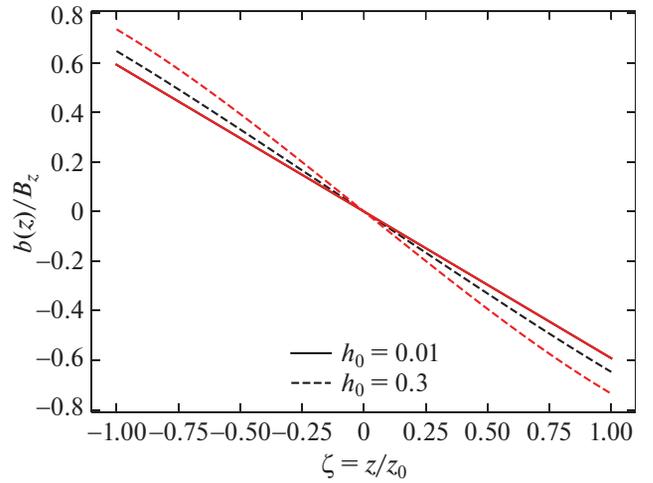


Рис. 2. Зависимость наведенного поля внутри диска $b(z)$, нормированного на вертикальное дипольное поле B_z , от безразмерной вертикальной координаты ζ на фиксированном расстоянии от НЗ $r = 1.5r_c$. Приведенные графики соответствуют тем же четырем комбинациям ω и h_0 , что и на рис. 1. Для случая тонкого диска $h_0 = 0.01$ линии, соответствующие $\omega = 0.1$ и 0.9 , почти слились друг с другом.

Собственные функции (26) представляют собой комбинации функций Бесселя и Неймана:

$$\begin{aligned} \tilde{y}_{mn} = & J_{M_n}(\rho\sqrt{\lambda_{mn}}) - \\ & - N_{M_n}(\rho\sqrt{\lambda_{mn}}) \frac{J_{M_n}(a\sqrt{\lambda_{mn}})}{N_{M_n}(a\sqrt{\lambda_{mn}})}, \end{aligned} \quad (27)$$

а собственные значения — это корни уравнения

$$\frac{J'_{M_n}(\omega^{2/3}\sqrt{\lambda_{mn}})}{J_{M_n}(a\sqrt{\lambda_{mn}})} = \frac{N'_{M_n}(\omega^{2/3}\sqrt{\lambda_{mn}})}{N_{M_n}(a\sqrt{\lambda_{mn}})}. \quad (28)$$

Тогда

$$u_n(\rho) = - \sum_m \frac{f_{mn}}{\lambda_{mn}} \tilde{y}_{mn}(\rho). \quad (29)$$

Здесь

$$f_{mn} = \frac{1}{\|\tilde{y}_{mn}\|^2} \int_{\omega^{2/3}}^a f(\rho) \tilde{y}_{mn}(\rho) \rho d\rho, \quad (30)$$

$$\|\tilde{y}_{mn}\|^2 = \int_{\omega^{2/3}}^a \rho \tilde{y}_{mn}^2 d\rho. \quad (31)$$

Итак, аналитическое решение было построено с помощью (20), (22), (25), (29). На рис. 1 показано распределение наведенного поля на поверхности диска по радиусу для разных параметров быстроты ω (т.е. для разных внутренних радиусов диска: $r_0 = \omega^{2/3}r_c$) и разных относительных полутолщин

диска h_0 . Для иллюстрации результатов на всех рисунках внешний радиус в задаче (максимальный радиус, на котором поле НЗ сохраняет дипольную конфигурацию) r_{out} полагается равным радиусу светового цилиндра как максимальному расстоянию, на котором могло бы существовать дипольное поле, связанное со вращающейся НЗ. Видно, что при заданной толщине диска кривые для разных ω вдали от внутреннего края самоподобны, т.е. положение r_0 влияет на наведенное поле лишь вблизи внутреннего края диска.

На рис. 2 показана вертикальная структура наведенного поля при тех же параметрах. Профили распределения наведенного поля по безразмерной вертикальной координате при малых толщинах неотличимы от прямой пропорциональности: $b(\zeta) \propto \zeta$. При больших толщинах, хотя зависимость становится сложнее, она все еще с некоторой точностью может быть описана прямой. Дело в том, что вклад в наведенное поле “ванговской компоненты” b_0 (см. уравнение (20)) всегда линеен по z , но при малых толщинах β тоже линейна. Это видно из безразмерного уравнения (21) для $\tilde{\beta}$: при $h_0 \ll 1$ решение есть линейная функция z . Если относительная полутолщина сравнима с единицей, то уравнение будет иметь решение более сложной формы, что и видно на рис. 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Было рассчитано магнитное поле, наводящееся в аккреционном диске из дипольного поля НЗ в

предположении, что рост этого поля ограничен турбулентной диффузией магнитного поля. Для модели, используемой в настоящей работе, необходимы три внешних параметра: параметр быстроты ω , относительная полутолщина диска h_0 и внешний радиус (в единицах радиуса коротации) области, на котором исчезнет наведенное поле a . Таким образом, при моделировании аккреционного диска с использованием такой модели параметры ω , т.е. внутренний радиус диска, и толщина диска должны вычисляться самосогласованно.

4.1. Аксиально-симметричная компонента

Кэмпбелл (1987) сделал похожие предположения о механизме диссипации поля (турбулентная диффузия) и нашел аксиально-симметричное стационарное наведенное поле в форме интеграла со сложным ядром. Поле было рассчитано на луче $[r_0, +\infty)$, а вертикальная структура получена только в неявном виде³. Эту проблему удалось избежать, представив b в виде вклада $b_0 \propto (\Omega_s - \Omega_k)z$ и модификации β , причем в ряде для β вертикальная координата входит простым образом. Анализ уравнений, как правило, удобнее анализа двумерного интеграла. К тому же, Кэмпбелл (1987) принял две модели для магнитной диффузии: $\eta \sim \text{const}$ и $\eta \propto r^2$, тогда как для диска с постоянной относительной полутолщиной ближе аппроксимация $\eta \propto r^{1/2}$.

Меняя положение, на котором ставится внешнее граничное условие, можно учесть пересоединение линий поля над поверхностью диска. Считается (Ванг, 1995; Лавлейс, 1995), что пересоединение приводит к тому, что наведенное поле не может стать больше вертикального, т.е. $|b/B_z| \lesssim 1$. Этого можно добиться и в используемой в этой работе модели, уменьшив параметр a . Для относительной полутолщины $h = 0.01$ можно добиться $|b/B_z| < 1$ при $a \lesssim 1.9$, а для $h = 0.3$ при $a \lesssim 2.2$. Приходим к тому, что, учитывая пересоединение, зона, в которой линии поля НЗ связаны с диском, должна быть узкой (Мэтт, Пудриц, 2005).

4.2. Возможные вклады, зависящие от азимута

Неясно, в какой мере компоненты дипольного поля, зависящие от азимута, будут проникать в диск. В случае, если они вообще не будут проникать (например, Лаи (1999) попытался построить модель наведенного поля в этом случае в "гибридной модели"), наведенное поле выражается через $b(r, z)$.

³ Граничные условия на поверхностях диска не ставились автором в явном виде.

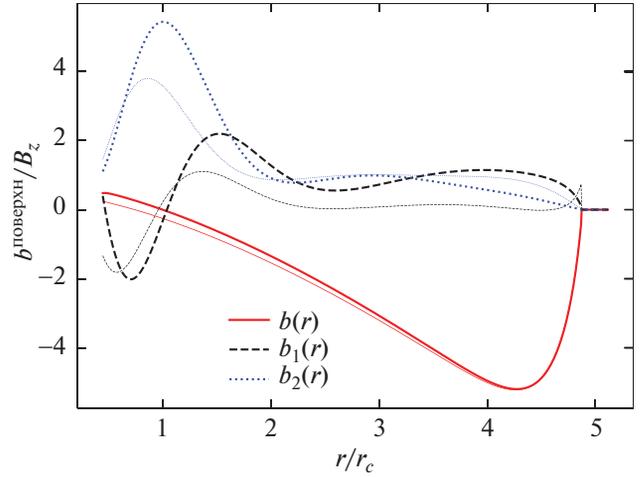


Рис. 3. Сравнение наведенного поля, рассчитанного в цилиндрической системе с использованием алгоритма, описанного в тексте (толстые линии), с полем, рассчитанным в сферической системе численно (тонкие линии того же цвета). Относительная полутолщина диска $h_0 = 0.1$, параметр быстроты $\omega = 0.3$. Показано поле b и коэффициенты Фурье b_1, b_2 (см. текст) на поверхности диска.

С другой стороны, если бы эти компоненты проникали, описанный подход позволил бы найти решение для несимметричных компонент наведенного поля. Согласно уравнению (7) (для его вывода было сделано предположение о полном проникновении дипольного поля НЗ в диск), полное наведенное поле b_φ состоит из уже найденного b и компонент, пропорциональных косинусу и синусу азимутального угла. Тогда полное наведенное поле $b_\varphi = b(r, z) + b_1(r, z) \cos \varphi + b_2(r, z) \sin \varphi$. По аналогии с алгоритмом вывода уравнения для b и его решения можно вывести уравнения для коэффициентов Фурье $b_{1,2}$ и решить их. Численное решение таких уравнений приведено на рис. 3 (также проиллюстрировано, как упрощение $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{h_0 r} \frac{\partial}{\partial x}$ влияет на решение). Можно видеть, что компоненты $b_{1,2}$, вообще говоря, не малы. Если они существуют, они будут вносить значительный вклад в давление магнитного поля.

Можно предположить, что зависящая от угла компонента поля НЗ, для заданного угла меняющаяся периодически с частотой вращения НЗ, проникает в диск лишь частично. Можно рассчитать эффект экранировки, оценив толщину скин-слоя с коэффициентом магнитной диффузии, используемым в этой работе, но такая работа выходит за рамки настоящей статьи. Таким образом, коэффициенты Фурье $b_{1,2}$, приведенные на рис. 3, являются оценками сверху для возможных нестационарных составляющих наведенного магнитного поля.

Очевидно, что $b_{1,2} \propto \mu \sin \chi$, т.е. отсутствуют, если магнитная ось и ось вращения НЗ сонаправлены.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа посвящена моделированию наведенного поля в аккреционном диске вокруг замagnetической звезды с магнитной осью, наклоненной к оси вращения диска. Из уравнения индукции выведено дифференциальное уравнение в частных производных для наведенного поля в предположении о полном проникновении дипольного поля центральной звезды в диск. Эта работа фокусируется на нахождении аксиально-симметричной компоненты: методом разделения переменных решается полученное уравнение в плоскости (r, z) . Таким образом, найдена и радиальная, и вертикальная структуры наведенного поля. Коротко обсуждаются также возможные компоненты поля, не обладающие цилиндрической симметрией, и приводится результат их моделирования в качестве оценки сверху реального несимметричного наведенного поля.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № РНФ 21-12-00141). Автор выражает благодарность Г.В. Липуновой за продуктивное обсуждение манускрипта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ванг (Y.-M. Wang), *Astron. Astrophys.* **183**, 257 (1987).
2. Ванг (Y.-M. Wang), *Astrophys. J.* **449**, 153 (1995).
3. Ванг (Y.-M. Wang), *Astrophys. J.* **475**, 135 (1997).
4. Гош и др. (P. Ghosh, F.K. Lamb, and C.J. Pethick), *Astrophys. J.* **217**, 578 (1977).
5. Гош, Лэмб (P. Ghosh and F.K. Lamb), *Astrophys. J.* **232**, 259 (1979).
6. Гош, Лэмб (P. Ghosh and F.K. Lamb), *Astrophys. J.* **234**, 296 (1979).
7. Клужняк, Раппапорт (W. Kluźniak and S. Rappaport), *Astrophys. J.* **671**, 1990 (2007).
8. Кэмпбелл (C.G. Campbell), *MNRAS* **229**, 405 (1987).
9. Кэмпбелл (C.G. Campbell), *Geophys. Astro. Fluid.* **63**, 179 (1992).
10. Лавлейс и др. (R.V.E. Lovelace, M.M. Romanova, and G.S. Bisnovatyi-Kogan), *MNRAS* **275**, 244 (1995).
11. Лаи (D. Lai), *Astrophys. J.* **524**, 1030 (1999).
12. Липунова и др. (G. Lipunova, K. Malanchev, N. Shakura, and N. Shakura), *Astrophys. Space Sc. L.* **454** (2018).
13. Мэтт, Пудриц (S. Matt and R.E. Pudritz), *Astrophys. J.* **632**, 135 (2005).
14. Насо, Миллер (L. Naso and J.C. Miller), *Astron. Astrophys.* **521**, 31 (2010).
15. Насо, Миллер (L. Naso and J.C. Miller), *Astron. Astrophys.* **531**, 163 (2011).
16. Рековски и др. (M.V. Rekowski, G. Rüdiger, and D. Elstner), *Astron. Astrophys.* **353**, 813 (2000).
17. Узденский и др. (D.A. Uzdensky, A. Königl, and C. Litwin), *Astrophys. J.* **565**, 1191 (2002).
18. Узденский и др. (D.A. Uzdensky, A. Königl, and C. Litwin), *Astrophys. J.* **565**, 1205 (2002).

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АККРЕЦИОННОГО КАНАЛА РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

© 2023 г. И. Д. Маркозов^{1*}, А. Д. Каминкер¹, А. Ю. Потехин¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10.09.2023 г.

После доработки 09.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Построена самосогласованная радиационно-гидродинамическая модель аккреционного канала докритических рентгеновских пульсаров. Учтено влияние наличия резонанса в сечении рассеяния на процесс аккреции и перенос излучения. Показано, что эффективность торможения плазмы излучением зависит от величины магнитного поля B . Для $B = 1.7 \times 10^{12}$ Гс построены спектры и степень линейной поляризации излучения, выходящего из аккреционного канала. В полученных спектрах форма циклотронной линии зависит от направления выходящего излучения. Степень линейной поляризации выходящего излучения составила 30–40% вблизи циклотронного резонанса, а на энергиях, существенно ниже резонансной, она может быть малой ($\lesssim 5$ –10%).

Ключевые слова: нейтронные звезды, рентгеновская астрономия.

DOI: 10.31857/S0320010823100030, EDN: MVAQIC

1. ВВЕДЕНИЕ

Аккрецирующие рентгеновские пульсары обладают магнитными полями 10^{11} – 10^{13} Гс (см., например, обзор Муштукова, Цыганкова, 2022). Плазма, перетекающая на такой пульсар, достигнув магнитосферы, вмораживается в магнитное поле и движется вдоль него к магнитным полюсам нейтронной звезды. Плазма в аккреционном канале вблизи полюсов движется с умеренно релятивистскими скоростями почти перпендикулярно поверхности (Дэвидсон, 1973). Кинетическая энергия плазмы перерабатывается в излучение, давление которого может быть настолько сильным, что оно влияет на динамику падающего вещества. Чем выше темп аккреции, тем выше светимость. При превышении некоторого порогового темпа аккреции излучение способно полностью затормозить вещество. В таком случае ожидается появление в канале радиационно-доминированной ударной волны (Баско, Сюняев, 1976), за фронтом которой образуется область медленного оседания вещества. Рентгеновские пульсары такого типа мы будем называть *сверхкритическими*, а при темпе аккреции ниже порогового — *докритическими*.

Большое количество новейших наблюдательных данных по рентгеновским пульсарам обуслов-

ливает важность и актуальность задачи теоретического моделирования структуры и излучения этих объектов. При этом на сегодняшний день не существует достаточно полной теоретической модели, способной описать все разнообразие физических процессов в широком диапазоне параметров рентгеновских пульсаров. Из-за того что порождаемое аккрецией излучение активно влияет на сам процесс аккреции, теоретическое моделирование структуры аккреционного канала и характеристик его излучения необходимо проводить самосогласованным образом. Пример таких расчетов в стационарном случае представлен в работах Уэста и др. (2017а,б). Нестационарное моделирование без расчета спектров было впервые проведено в работе Клейна и Аронса (1989). Было показано зарождение радиационно-доминированной ударной волны в аккреционном канале сверхкритического пульсара. Одномерный расчет процесса установления стационарного течения в каналах сверхкритических пульсаров проведен в работах Аболмасова и Липуновой (2023), в которой была учтена возможность протекания канала при сильно сверхкритических темпах аккреции и найдены границы применимости аналитического решения Баско и Сюняева (1976). Моделирование излучения рентгеновских пульсаров, строго учитывающее влияние магнитного поля на перенос излучения в плазме, проводилось отдельно от решения уравнений гид-

*Электронный адрес: markozoviv@mail.ru

родинамики. Наиболее детальные расчеты, позволяющие получить спектры рентгеновских пульсаров с циклотронными особенностями, проведены с применением метода Монте-Карло Швармом и др. (2017).

В настоящей работе мы рассмотрим докритические рентгеновские пульсары с аккреционным каналом, полностью заполненным плазмой. Для таких систем мы представим результаты самосогласованного радиационно-гидродинамического моделирования структуры канала и выходящего из него излучения. Важным отличием нашей работы от предыдущих является совместный расчет переноса излучения и гидродинамики аккреции с учетом двулучепреломления и резонансного рассеяния в магнитном поле. Кроме того, применяемый нами метод не использует диффузионное приближение, что позволяет рассматривать докритические пульсары с малой плотностью вещества в аккреционных каналах.

2. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В аккреционных каналах рентгеновских пульсаров большую роль может играть квантование движения электрона поперек магнитных силовых линий (см., например, Соколов, Тернов, 1974). Электроны занимают энергетические уровни (уровни Ландау), каждый из которых соответствует определенному значению поперечного импульса. При этом полная энергия электрона с импульсом вдоль поля p_z на уровне Ландау с номером n ($n = 0, 1, \dots$) равна

$$E_n = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_z^2 + 2nmc^2 E_{\text{сyc}}}, \quad (1)$$

где $E_{\text{сyc}} = \hbar e B / (mc)$ — циклотронная энергия, e — заряд электрона, m — его масса, B — магнитная индукция, \hbar — приведенная постоянная Планка и c — скорость света. Мы предполагаем, что все электроны находятся на основном уровне Ландау, и рассматриваем переходы только с основного на основной уровень, что оправдано коротким временем жизни электронов на возбужденных уровнях Ландау по сравнению с характерным временем свободного пробега электрона в магнитосфере пульсара (см., например, Месарош, 1992).

Замагниченная плазма является двулучепреломляющей средой: в ней излучение распадается на две волны, необыкновенную и обыкновенную (см., например, Гинзбург, 1967; Гнедин, Павлов, 1973), которые часто называют Х- и О-модами. В общем случае они обладают эллиптической поляризацией, причем большая полуось эллипса, описываемого электрическим вектором О-моды, лежит в плоскости, образуемой вектором магнитного поля и волновым вектором фотона, а большая полуось эллипса Х-моды перпендикулярна этой плоскости.

Эллиптичность нормальных мод зависит от энергии фотона и направления его распространения. В настоящей работе она вычисляется без учета поляризации вакуума и температурных эффектов в плазме (см., например, рис. 1 и формулу (3) в работе Муштукова и др., 2022). При этом для применимости приближения нормальных мод достаточно, чтобы выполнялось условие (Гнедин, Павлов, 1973) $\min(\omega, \omega_{\text{сyc}}) \gg \nu_e$, где ω — частота фотона, $\omega_{\text{сyc}}$ — циклотронная частота, ν_e — частота столкновений электронов. Частоты излучательных и безызлучательных столкновений электронов с протонами в квантовых магнитных полях приведены в статье Потехина и Лая (2007). На их основе легко убедиться, что условие применимости приближения нормальных мод в рассматриваемом нами аккреционном канале выполняется с большим запасом. Например, пренебрегая для оценки по порядку величины кулоновскими логарифмами и полагая $B = 2 \times 10^{12}$ Гс, $\rho = 10^{-5}$ г/см³ и $E = T = 1$ кэВ, находим $\nu_e / \omega \sim 10^{-10}$.

Сечения радиационных процессов в сильном магнитном поле зависят от поляризации. Кроме того, в них имеются резонансы, которые приводят к появлению циклотронных линий в спектрах рентгеновских пульсаров. Мы будем рассматривать только процессы комптоновского рассеяния фотонов электронами в сильном магнитном поле. При этом выполняются законы сохранения энергии и продольного импульса, тогда как поперечный импульс не сохраняется. Для фотонов нормальных мод мы используем приближенные выражения сечений рассеяния, полученные Херольдом (1979), содержащие только основной резонанс на циклотронной энергии $E_{\text{сyc}}$. Для расчета двулучепреломления используется приближение холодной плазмы (Гинзбург, 1967; Гнедин, Сюняев, 1974), в котором не учитывается влияние теплового движения электронов на тензор диэлектрической проницаемости. Мы пренебрегаем также поляризацией вакуума (Павлов, Гнедин, 1984). Полные выражения для сечений рассеяния в представлении эллиптических мод приведены в работе Муштукова и др. (2022). При усреднении сечений по ансамблю электронов использовалось релятивистское распределение Максвелла с температурой $T = 5$ кэВ. Такой подход, при котором T не рассчитывается самосогласованно, для энергий излучения в области резонанса дает только качественные результаты.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Движение плазмы в аккреционном канале мы описываем нерелятивистскими уравнениями ради-

ационной гидродинамики (Кастор, 2004):

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) + \nabla p = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_r, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \epsilon + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \\ + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} h + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v} v^2 \right) = Q_g + Q_r. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность вещества, \mathbf{v} — его скорость, p — давление, $\rho \epsilon$ — плотность внутренней энергии, ρh — плотность энтальпии, $\mathbf{F}_g = \rho \mathbf{g}$ — плотность силы гравитации, $Q_g = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g}$ — ее мощность, а \mathbf{g} — гравитационное ускорение. Мы пренебрегаем эффектами общей теории относительности, поэтому $g = GM/r^2$, где M — масса звезды, r — расстояние до ее центра, G — ньютоновская постоянная тяготения. Слагаемое $Q_r = - \int dE \int d\Omega (\epsilon_E - \alpha_E I_E)$ — плотность мощности обмена энергией между плазмой и излучением, а $\mathbf{F}_r = -\frac{1}{c} \int dE \int d\Omega \Omega (\epsilon_E - \alpha_E I_E)$ характеризует обмен импульсом между ними, где α_E — коэффициент поглощения средой фотонов с энергией E , ϵ_E — коэффициент их излучения, Ω — единичный вектор направления распространения фотона, $d\Omega$ — элемент телесного угла, а I_E — лучевая интенсивность¹. Чтобы рассчитать I_E , Q_r и \mathbf{F}_r , необходимо решить уравнение переноса излучения в среде:

$$\begin{aligned} \Omega \cdot \nabla I_E^m &= \epsilon_E^m - \alpha_E^m I_E^m = \\ &= \sum_{q=1}^2 \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' [R_{mq}(E, \Omega | E', \Omega') I_{E'}^q(\Omega') - \\ &- R_{qm}(E', \Omega' | E, \Omega) I_E^m(\Omega)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь индексы m и q означают поляризацию фотона ($m, q = 1$ и 2 для Х- и О-моды соответственно), $R_{mq}(E, \Omega | E', \Omega')$ — коэффициент рассеяния фотонов с энергией E' , летящих в направлении Ω' и имеющих поляризацию q , в состояние с энергией E , направлением Ω и поляризацией m . Мы пренебрегаем истинным поглощением и излучением, а также вынужденными процессами, и рассматриваем только рассеяние, в котором сохраняется фотон. Полная лучевая интенсивность и полный коэффициент излучения дает сумма по поляризациям: $I_E = \sum_{m=1}^2 I_E^m$, $\epsilon_E = \sum_{m=1}^2 \epsilon_E^m$.

¹ Величины I_E и ϵ_E нормированы на единичный интервал энергии фотона: $I_E = I_\nu / (2\pi\hbar)$, $\epsilon_E = \epsilon_\nu / (2\pi\hbar)$, где I_ν и ϵ_ν — лучевая интенсивность и коэффициент излучения, нормированные на единичный интервал частот (см., например, Соболев, 1985).

К системе уравнений радиационной гидродинамики (2) необходимо поставить граничные условия. Мы предполагаем, что на верхней границе канала вещество находится в состоянии свободного падения и при некотором фиксированном темпе аккреции \dot{M} имеет скорость $v = \sqrt{2GM/(R+H)}$, где R — радиус нейтронной звезды, H — высота канала. Давлением газа на верхней границе мы пренебрегаем. Оно не влияет существенным образом на получающиеся решения, так как динамика потока слабо зависит от газового давления.

Вопрос о выборе граничных условий у поверхности нейтронной звезды менее тривиален. Эта проблема обсуждалась, например, в работах Баско и Сюняева (1976) и Кирка (1984). Здесь мы выбираем самый простой тип граничного условия: $\dot{E}_r = \dot{E}_k + \dot{E}_{\text{back}}$, где \dot{E}_k — кинетическая энергия вещества, втекающего за единицу времени в нижнюю границу, \dot{E}_{back} — мощность излучения, рассеянного из аккреционного канала в нижнюю границу, \dot{E}_r — мощность излучения, испускаемого с нижней границы и обладающего планковским спектром. Предполагается, что в начальный момент времени все вещество находится в состоянии свободного падения.

4. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ

Совместная система уравнений радиационной гидродинамики и переноса излучения решалась с помощью схемы с расщеплением. Шаг по времени дробился на два подшага. На первом решались уравнения гидродинамики без излучения. Это делалось с помощью библиотеки VH-1 (“Virginia Hydrodynamics 1”, <http://wonka.physics.ncsu.edu/pub/VH-1/>). В ней реализован кусочно-параболический метод третьего порядка точности с переходом на лагранжеву сетку (PPMLR, разработан Колеллой и Вудвордом, 1984), принадлежащий к классу годуновских методов. На втором подшаге методом Монте-Карло рассчитывался перенос излучения. При этом в качестве значений плотности и скорости в аккреционном канале использовались распределения, полученные на первом подшаге. Во время элементарного процесса рассеяния рассчитывалось изменение энергии и импульса плазмы в данной точке. Далее по известным изменениям этих величин за весь радиационный подшаг пересчитывались итоговые значения давления и скорости плазмы.

Для учета комптоновского рассеяния были сгенерированы таблицы кумулятивной функции распределения вероятности $f_{mq}(E_i, \theta_i, \theta_f)$ того, что фотон с энергией E_i , поляризацией q , летящий под углом θ_i к магнитному полю, после рассеяния

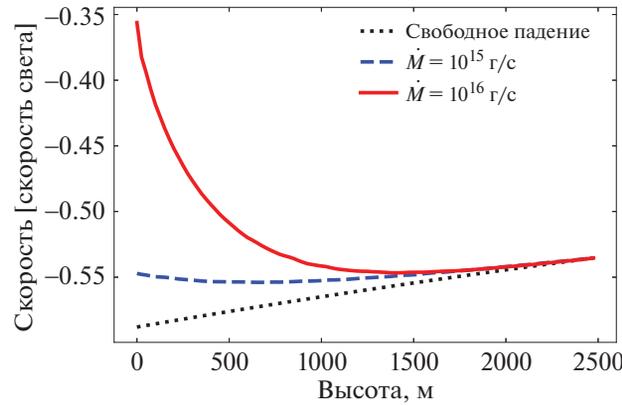


Рис. 1. Профили скорости аккрецирующего вещества в единицах скорости света в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды. Черная пунктирная линия соответствует свободному падению, синяя штрихованная — темпу аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, красная сплошная — $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. Параметры: $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 12$ км, $R_c = 1$ км, $H = 2.5$ км, сечение рассеяния томсоновское. Все величины усреднены по радиальной координате в аккреционном канале и соответствуют установившимся течениям.

на покоящемся электроне будет иметь поляризацию m и угол к магнитному полю θ_f . Табличные значения f были интерполированы для произвольных значений параметров в системе покоя рассеивающих электронов. Аккрецирующее вещество движется с некоторой скоростью, поэтому вначале происходит переход из системы отсчета нейтронной звезды в (движущуюся) систему покоя плазмы. Энергия фотона E_i^p и угол θ_i^p в этой системе отсчета вычисляются по формулам преобразований Лоренца. Значение угла после рассеяния в системе отсчета плазмы определяется как $\theta_f^p = f^{-1}(E_i^p, \theta_i^p, \eta)$, где η — сгенерированная случайная величина с равномерным распределением, f^{-1} — обратная функция. Угол в системе отсчета нейтронной звезды находится с использованием обратных преобразований Лоренца. Энергия фотона после рассеяния при известном угле вычисляется на основе законов сохранения энергии и импульса (при этом в рассматриваемом случае $n = 0$ достаточно учитывать только продольный импульс электрона p_z).

Мы пренебрегаем кривизной магнитного поля и считаем, что аккреционный канал имеет форму цилиндра. Это приближение оправдано, когда высоты, на которых давление излучения влияет на динамику плазмы, малы по сравнению с радиусом нейтронной звезды. По высоте канал делился на отрезки равной длины, а по поперечной координате (радиусу, отсчитываемому от оси цилиндра) — на кольца равных площадей. Считаем, что плазма полностью вморожена в магнитное поле. Тогда макроскопическое движение вещества поперек силовых линий отсутствует и гидродинамическая

задача превращается из двумерной в ряд одномерных: проводится отдельный расчет для каждого кольца. Напротив, перенос излучения рассчитывался полностью в трехмерном виде.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основные параметры модели — масса нейтронной звезды M , ее радиус R , темп аккреции \dot{M} , радиус аккреционного канала R_c , его высота H , циклотронная энергия $E_{\text{сис}}$. Мы рассматривали нейтронную звезду с массой $M = 1.4 M_{\odot}$ и радиусом $R = 12$ км и аккреционный канал с радиусом $R_c = 1$ км и высотой $H = 2.5$ км.

5.1. Гидродинамика

В наших расчетах эволюция гидродинамических характеристик отслеживалась до установления стационарного течения плазмы в канале. На рис. 1 и 2 приведены графики зависимости скорости и давления от высоты над поверхностью нейтронной звезды для установившихся течений. Отрицательный знак скорости означает, что движение происходит к поверхности нейтронной звезды. Величины усреднены по радиальной координате в цилиндре, что соответствует одномерному моделированию. Из графиков видно, что вещество вблизи поверхности тормозится, причем торможение тем сильнее, чем больше темп аккреции. Оно обусловлено давлением излучения на аккрецируемое вещество. Излучение генерируется в результате столкновения падающей плазмы с поверхностью нейтронной звезды. Торможение вещества происходит на масштабе ~ 1 – 2 км. Это намного меньше

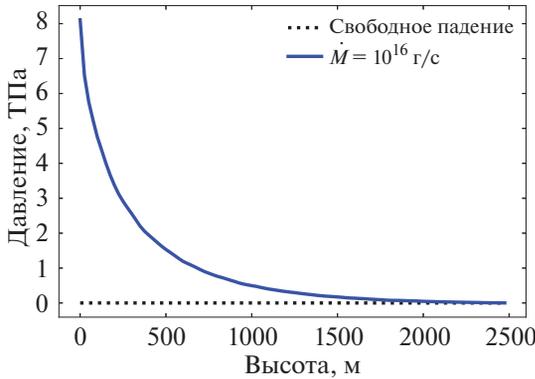


Рис. 2. Профили давления в аккреционном канале (в единицах 10^{12} Па), усредненного по радиальной координате (цилиндра) в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды. Черная пунктирная линия соответствует свободному падению, синяя сплошная — установившемуся течению с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{16}$ г/с.

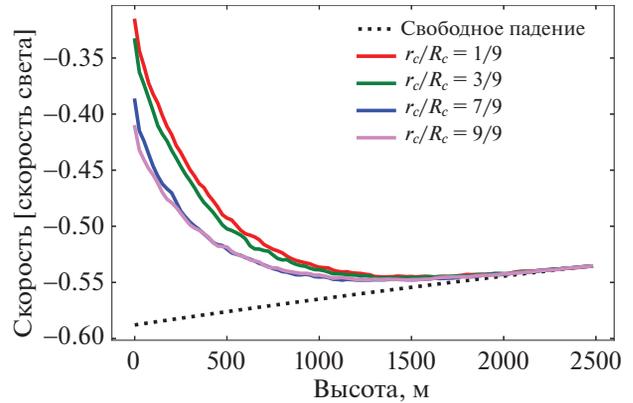


Рис. 3. Профили скорости вещества в единицах скорости света в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды при разных расстояниях r_c от оси аккреционного канала. Красная (верхняя) кривая — $r_c/R_c = 1/9$ (центральные области канала), зеленая — $r_c/R_c = 3/9$, синяя — $r_c/R_c = 7/9$, фиолетовая $r_c/R_c = 9/9$ (край канала). Темп аккреции $\dot{M} = 10^{16}$ г/с, сечение рассеяния томсоновское. Распределения соответствуют установившимся течениям.

радиуса звезды, что оправдывает цилиндрическое приближение для аккреционного канала.

Профили скорости в канале для разных расстояний от оси цилиндра приведены на рис. 3. Видно, что наиболее сильное торможение испытывает плазма, находящаяся в центре канала, а к краям оно монотонно ослабевает. Однако этот эффект не столь ярко выражен, как в случае сверхкритической аккреции (см., например, Муштуков и др., 2015; Горностаев, 2021).

На рис. 4 приведены сравнения профилей скорости в аккреционном канале, полученных для томсоновского сечения рассеяния и сечения в магнитном поле, учитывающего циклотронный резонанс. Особенностью рассеяния в сильном магнитном поле является наличие более резкого градиента скорости в областях канала, близких к поверхности нейтронной звезды. Таким образом, более сильное торможение за счет резонансных процессов происходит на меньших высотах, чем в случае томсоновского рассеяния. Действительно, в области резонанса длина свободного пробега сравнительно небольшой части фотонов с энергиями $E \sim E_{\text{сус}}$ сильно уменьшается, что приводит к уменьшению эффективной высоты торможения. Тем не менее при циклотронной энергии $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ ($B = 1.7 \times 10^{12}$ Гс) и температуре граничной поверхности, излучающей планковский спектр, $T = 3$ кэВ, скорость плазмы v у самой поверхности нейтронной звезды оказывается приблизительно равной $-0.35c$, как и в случае томсоновского рассеяния. Однако для еще более сильных магнитных полей резкое торможение вещества у самой поверхности звезды заметно меньше, чем в случае $E_{\text{сус}} =$

$= 20$ кэВ. Так, на рис. 4 показан профиль скорости аккреции при $E_{\text{сус}} = 40$ кэВ ($B = 3.4 \times 10^{12}$ Гс) и температуре на нижней границе $T = 2.8$ кэВ, когда скорость у поверхности звезды составляет $v \approx -0.45c$. В этом случае энергии большинства фотонов $E \sim T$ сильнее сдвинуты в область $E \ll E_{\text{сус}}$, в которой сечения рассеяния подавляются малым фактором $(E/E_{\text{сус}})^2$, при этом количество резонансных (обеспечивающих торможение) фотонов существенно убывает, что приводит к относительно небольшому увеличению скорости аккрецирующей плазмы.

Отметим, что сравнение структуры аккреционных каналов докритического пульсара при рассеянии в сильных магнитных полях и при томсоновском рассеянии согласуется с результатами аналогичного сравнения в работе Шэна и др. (2023) для сверхкритического режима аккреции.

5.2. Излучение

Наряду с распределением гидродинамических величин, мы моделируем также характеристики излучения, выходящего из аккреционного канала. На рис. 5 приведены спектральные (по энергии фотонов) распределения плотности потока энергии фотонов вокруг разных направлений θ . Здесь угол θ отсчитывается от внешней нормали к поверхности нейтронной звезды, т.е. значение $\theta = 90^\circ$ соответствует направлению, перпендикулярному стенкам канала. Циклотронный резонанс соответствует энергии $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ.

В спектрах наблюдаются циклотронные линии поглощения, причем наиболее ярко они выражены

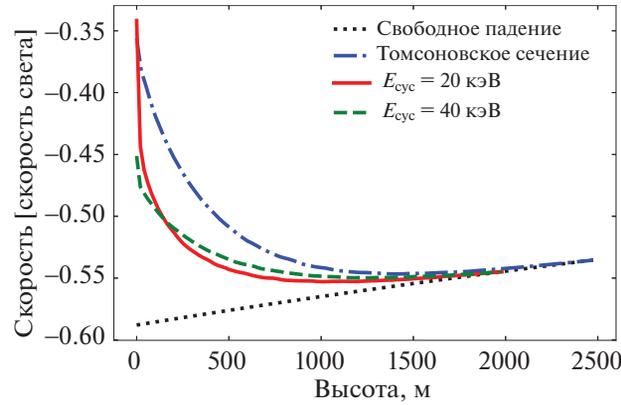


Рис. 4. Профили скорости в единицах скорости света в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды для случая немагнитного томсоновского сечения (синяя штрихпунктирная линия), магнитного сечения с $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ (красная сплошная) и $E_{\text{сус}} = 40$ кэВ (зеленая штриховая). Черная пунктирная кривая соответствует состоянию свободного падения. Все величины усреднены по радиальной координате в аккреционном канале и соответствуют установившимся течениям.

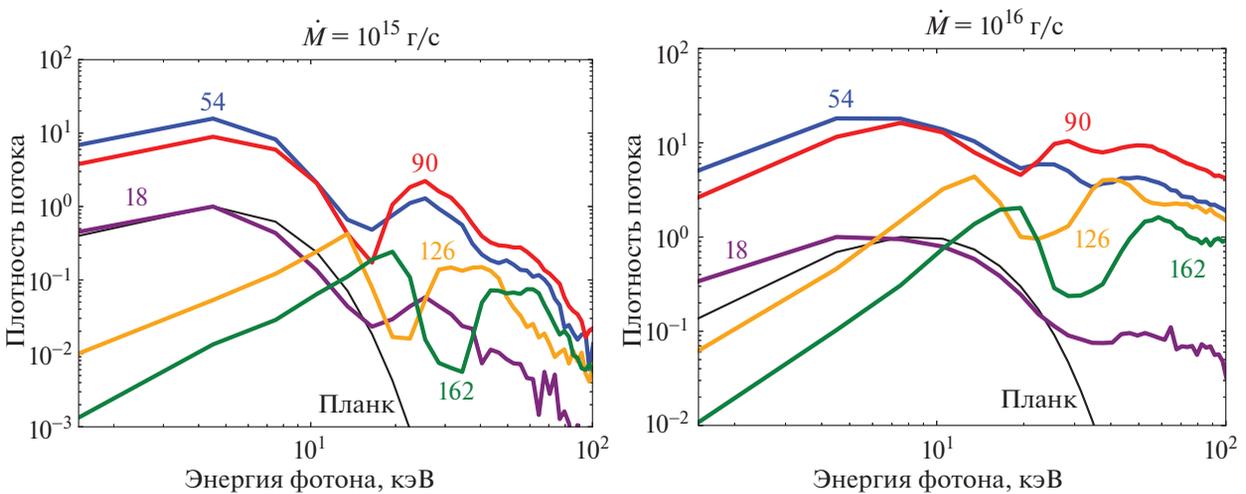


Рис. 5. Средняя плотность потока энергии фотонов в интервале направлений 0.02π вокруг центральных значений θ , указанных числами около кривых (в градусах), в зависимости от энергии фотонов в магнитном поле с $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ. Нормировка проведена на максимум кривой $\theta = 18^\circ$. Левая панель — темп аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, правая — $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. По азимутальному углу проведено интегрирование.

для углов $\theta > 90^\circ$. Фотоны, выходящие в таких направлениях, испытали как минимум одно рассеяние и направлены, в основном, в сторону поверхности нейтронной звезды. Вследствие релятивистского эффекта Доплера положение циклотронной линии зависит от угла, под которым выходит излучение.

На рис. 6 приведены графики спектральных потоков в интервале углов $\theta \leq 90^\circ$. В этом случае излучение распространяется непосредственно в сторону наблюдателя и не пересекает поверхность нейтронной звезды. Из графиков видно, что в резонансе преобладает О-мода, а при увеличении энер-

гии излучения $E > E_{\text{сус}}$ начинает доминировать Х-мода.

При известной интенсивности излучения в двух модах можно рассчитать степени линейной (P_L) и круговой (P_C) поляризации. В приближении холодной плазмы они имеют вид (Каминкер и др., 1982)

$$P_L = \frac{I_O - I_X}{I_O + I_X} \frac{|q|}{\sqrt{1 + q^2}}, \quad (4)$$

$$P_C = \frac{I_X - I_O}{I_O + I_X} \frac{\text{sign}(q)}{\sqrt{1 + q^2}},$$

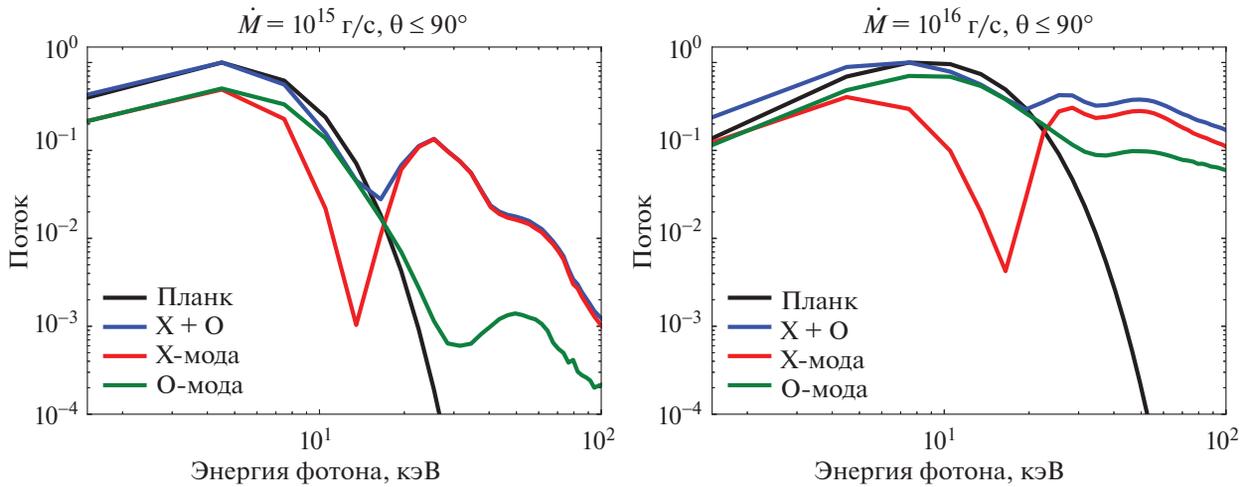


Рис. 6. Спектральные потоки, выходящие из аккреционного канала, в зависимости от энергии фотона для излучения X-моды (красная кривая), O-моды (зеленая кривая) и суммы X + O мод (синяя кривая). Черная кривая отвечает планковскому спектру. Излучение проинтегрировано по углам $\theta \leq 90^\circ$, нормировка проведена на максимум для суммы двух мод.

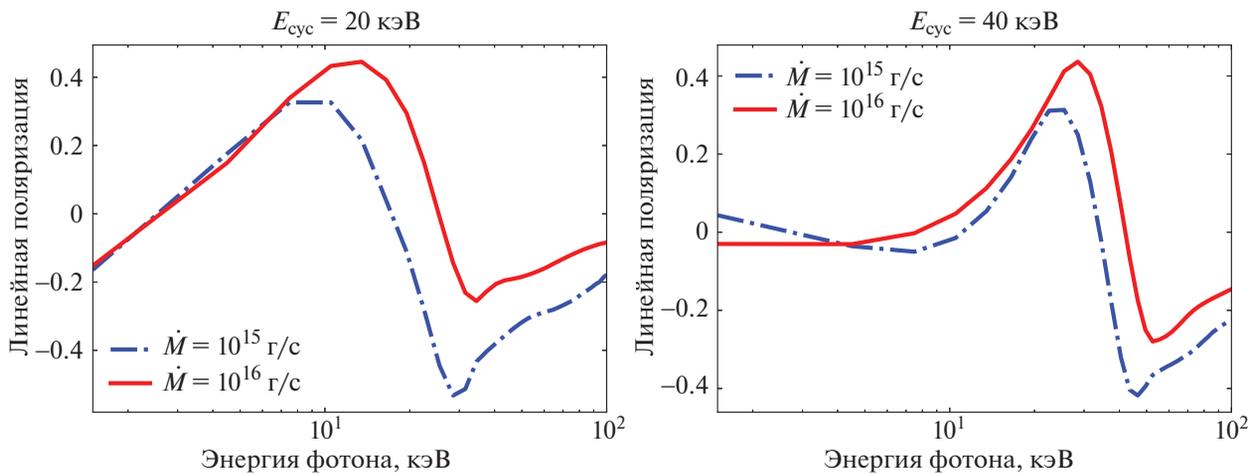


Рис. 7. Степень линейной поляризации в зависимости от энергии фотона при распространении излучения в интервал углов $0 \leq \theta \leq 90^\circ$. Левая панель — $E_{\text{cyc}} = 20$ кэВ, правая панель — $E_{\text{cyc}} = 40$ кэВ. Синяя штрихпунктирная линия соответствует темпу аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, красная сплошная — $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. Остальные параметры такие же, как на рис. 6.

где I_X — интенсивность излучения в X-моды, I_O — в O-моды, $q = \frac{E_{\text{cyc}} \sin^2 \theta}{E \cdot 2 \cos \theta}$, E — энергия фотона, θ — угол между направлением движения фотона и магнитным полем.

Результаты расчета степени линейной поляризации для циклотронных энергий 20 и 40 кэВ приведены на рис. 7. В резонансе излучение оказывается сильно поляризованным, в то время как на более низких энергиях степень поляризации может быть мала ($\lesssim 5-10\%$). В области энергий

выше резонанса степень поляризации зависит от темпа аккреции. Из рис. 7 следует, что степень поляризации излучения в фиксированном интервале относительно малых энергий $E_1 \leq E \leq E_2 < E_{\text{cyc}}$ зависит от энергии циклотронного резонанса: чем больше E_{cyc} , тем меньше степень поляризации. Так как при малых энергиях лишь небольшая доля излучения подвержена рассеянию, то низкая степень поляризации до резонанса является следствием предположения о неполяризованности излучения с

нижней границы. Однако это предположение является лишь первым грубым приближением, а расчет поляризации при более достоверных моделях излучения границы составляет предмет дальнейшего исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана программа для самосогласованного расчета радиационной гидродинамики вещества, текущего вдоль магнитных силовых линий в аккреционном канале докритического рентгеновского пульсара, и излучения, выходящего из канала, с учетом многократного рассеяния в сильном магнитном поле. Промоделирована структура течения плазмы с учетом резонансного рассеяния фотонов на электронах, зависящего от состояния поляризации фотона. Показано, что при учете влияния магнитного поля на процесс рассеяния характерные высоты торможения аккрецирующего потока над поверхностью нейтронной звезды уменьшаются. Отметим, что в достаточно сильном магнитном поле суммарное торможение может быть меньше, чем в случае томсоновского рассеяния.

Рассчитываются характеристики излучения, исходящего из аккреционного канала. В спектрах этого излучения присутствуют циклотронные особенности, форма и положение которых зависят от направления распространения фотонов. Наиболее сильные циклотронные линии проявляются в излучении, которое распространяется по направлению к поверхности нейтронной звезды. Поэтому при построении полной модели излучения рентгеновских пульсаров необходимо учитывать отражение излучения канала атмосферой звезды (Поутанен и др., 2013; Килафис и др., 2021). Подробный расчет переноса излучения для двух мод позволяет получить поляризацию рентгеновского излучения. В результате моделирования получено, что излучение на энергиях, близких к резонансу, сильно поляризовано: степень линейной поляризации составляет 30–40%. На низких же энергиях степень поляризации может быть мала ($\lesssim 5\text{--}10\%$), что, однако, является следствием выбранных граничных условий, а не особенностями переноса излучения в аккреционном канале.

На энергиях выше резонанса степень поляризации существенно зависит от темпа аккреции. Если этот результат будет подтвержден в более детальных расчетах, то степень поляризации при энергиях $E > E_{\text{сус}}$ может быть использована в качестве дополнительного параметра при определении темпа аккреции на рентгеновские пульсары.

В настоящей работе не учтен ряд факторов, которые могут оказать значительное влияние на полученные результаты. Несмотря на то что характерные скорости вещества могут достигать половины скорости света, используется приближение

нерелятивистской гидродинамики. Кроме того, не учитываются тормозные процессы поглощения и излучения, влияние магнитного поля на спектр и поляризацию излучения, выходящего с поверхности звезды, а также эффекты поляризации вакуума. Все эти эффекты в дальнейшем планируется последовательно включить в расчеты.

Работа И.Д. Маркозова поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболмасов, Липунова (P.K. Abolmasov and G.V. Lipunova), *MNRAS* **524**, 4148 (2023).
2. Баско, Сюняев (M.M. Basko and R.A. Sunyaev), *MNRAS* **175**, 395 (1976).
3. Гинзбург В.Л., *Распространение электромагнитных волн в плазме*, 2-е изд. (М.: Наука, 1967).
4. Гнедин Ю.Н., Павлов Г.Г., *ЖЭТФ* **65**, 1806 (1973).
5. Гнедин, Сюняев (Yu.N. Gnedin and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **36**, 379 (1974).
6. Горностаев (M.I. Gornostaev), *MNRAS* **501**, 564 (2021).
7. Дэвидсон (K. Davidson), *Nature Phys. Sci.* **246**, 1 (1973).
8. Каминкер и др. (A.D. Kaminker, G.G. Pavlov, and Iu.A. Shibanov), *Astrophys. Space Sci.* **86**, 249 (1982).
9. Кастор (J.I. Castor), *Radiation Hydrodynamics* (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2004), p. 85.
10. Килафис и др. (N.D. Kylafis, J.E. Trümper, and N.A. Loudas), *Astron. Astrophys.* **655**, A39 (2021).
11. Кирк (J.G. Kirk), *Proc. Astron. Soc. Australia* **5**, 446 (1984).
12. Клейн, Аронс (R.I. Klein and J. Arons), *Proceed. 23rd ESLAB Symposium on Two Topics in X-Ray Astronomy*, Ed. J. Hunt and B. Battrock (Noordwijk: ESA Publ. Division, 1989), p. 89.
13. Колелла, Вудворд (P. Colella and P.R. Woodward), *J. Comput. Phys.* **54**, 174 (1984).
14. Месарош (P. Mészáros), *High-Energy Radiation from Magnetized Neutron Stars* (Chicago: Univ. Chicago Press, 1992).
15. Муштуков, Цыганков (A. Mushtukov and S. Tsygankov), arXiv:2204.14185 (2022).
16. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and J. Poutanen), *MNRAS* **454**, 2539 (2015).
17. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, I.D. Markozov, V.F. Suleimanov, D.I. Nagirner, A.D. Kaminker, A.Y. Potekhin, and S. Portegies Zwart), *Phys. Rev. D* **105**, 103027 (2022).
18. Павлов, Гнедин (G.G. Pavlov and Yu.N. Gnedin), *Sov. Sci. Rev. E: Astrophys. Space Phys.* **3**, 197 (1984).
19. Потехин, Лай (A.Y. Potekhin and D. Lai), *MNRAS* **376**, 793 (2007).

20. Поутанен и др. (J. Poutanen, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, D.I. Nagirner, V. Doroshenko, and A.A. Lutovinov), *Astrophys. J.* **777**, 115 (2013).
21. Соболев В.В., *Курс теоретической астрофизики*, 3-е изд. (М.: Наука, 1985).
22. Соколов А.А., Тернов И.М., *Релятивистский электрон* (М.: Наука, 1974).
23. Уэст и др. (B.F. West, K.D. Wolfram, and P.A. Becker), *Astrophys. J.* **835**, 129 (2017a).
24. Уэст и др. (B.F. West, K.D. Wolfram, and P.A. Becker), *Astrophys. J.* **835**, 130 (2017b).
25. Херольд (H. Herold), *Phys. Rev. D* **19**, 2868 (1979)
26. Шварм и др. (F.-W. Schwarm, R. Ballhausen, S. Falkner, G. Schönherr, K. Pottschmidt, M.T. Wolff, P.A. Becker, F. Fürst, et al.), *Astron. Astrophys.* **601**, A99 (2017).
27. Шэн и др. (Xin Sheng, Lihong Zhang, Omer Blaes, and Yan-Fei Jiang), *MNRAS* **524**, 2431 (2023).

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА СПЕКТРЫ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

© 2023 г. Ю. А. Уваров^{1*}, А. М. Быков¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11.09.2023 г.

После доработки 16.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Гамма-всплески представляют собой явления быстрого энерговыделения огромной мощности, связанные с коллапсом или слиянием звезд. В результате внутренних процессов в них формируются популяции нетепловых ускоренных частиц, излучающих в широком диапазоне энергий. Ряд наблюдений показал, что от некоторых гамма-всплесков регистрируются фотоны с энергиями вплоть до десятков ТэВ. Однако из-за больших энергетических потерь излучающих частиц объяснение такого высокоэнергичного излучения в рамках стандартных механизмов излучения сталкивается с большими трудностями. В данной работе на основе модели адиабатического расширения для фазы послесвечения всплеска исследуется влияние неоднородностей магнитного поля на спектры в рамках синхротронного механизма излучения электронов и протонов, с учетом эффектов комптоновского рассеяния синхротронных фотонов. Показано, что эффект неоднородности магнитного поля может увеличить максимальные энергии синхротронного излучения электронов и протонов в несколько раз, не влияя на максимальные энергии комптоновских фотонов, формирующихся в режиме Клейна–Нишины.

Ключевые слова: гамма-всплески, синхротронное излучение, магнитная турбулентность

DOI: 10.31857/S0320010823100078, **EDN:** МТТУКQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Гамма-всплески были впервые обнаружены в данных наблюдений спутников Vela (Клебесадел и др., 1973) и почти сразу подтверждены в результате анализа данных прибора Конус на спутнике Космос-461 (Мазец и др., 1974). Последующие наблюдения показали изотропное распределение гамма-всплесков на небесной сфере, свидетельствующее об их внегалактическом происхождении (Миган и др., 1992; Аптекарь и др., 2019). Рентгеновское послесвечение гамма-всплеска было впервые обнаружено спутником ВерроSAX (Коста и др., 1997). Позже были зарегистрированы ассоциированные со всплесками оптические (Парадис и др., 1997) и радио (Фрэйл и др., 1997) транзиенты, от некоторых из которых, или от их родительских галактик, было напрямую измерено красное смещение Z (Мецгер и др., 1997; Кулкарни и др., 1998), оказавшееся больше или ~ 1 . При своей яркости и космологической природе гамма-всплески являются ярчайшими объектами, за короткое время высвечивающими энергию $\sim 10^{51} - 10^{54}$ эрг, в предположении изотропного излучения. Считается,

что в гамма-всплесках формируется релятивистский джет с $\Gamma \gtrsim 100$, направленный на наблюдателя, что позволяет существенно усилить мощность излучения в направлении джета за счет геометрического фактора и доплеровского уярчения.

В последнее время от нескольких гамма-всплесков наземными черенковскими телескопами было зарегистрировано излучение с энергией фотонов в диапазоне от 0.1 до нескольких ТэВ (Нода, Парсонс, 2022; Агаронян и др., 2023). В стандартной модели ускорения частиц на ударной волне потери на синхротронное излучение (СИ) ограничивают максимальные энергии частиц и максимальные энергии синхротронных фотонов. Ограничение на частоту фотонов в модели с однородным по амплитуде магнитным полем в области излучения не зависит от поля и для СИ электронов составляет $\nu_{e,\max} \sim 30$ МэВ без учета доплеровского уярчения (оценка приведена в разделе 2.1). Объяснение наблюдаемого ТэВного излучения при этом оказывается невозможным и для его интерпретации применяются процессы комптоновского рассеяния на синхротронных фотонах, СИ протонов и некоторые другие экзотические сценарии.

*Электронный адрес: uv@astro.ioffe.ru

Механизмы излучения как основной фазы гамма-всплеска, так и послесвечения, долгое время являются предметом обсуждения. В последнее время детальный анализ спектров излучения основного всплеска указал, в ряде случаев, на наличие излома в спектре на энергиях ниже максимума потока энергии излучения (Оганесян и др., 2017). Это предполагает наличие трех степенных участков основного спектра, в отличие от стандартной модели Банда. При этом в области низких энергий фотонный индекс очень жесткий и близок к значению $2/3$, и в синхротронной модели возникает проблема неполного охлаждения излучающих лептонов, что привело Гизелини и др. (2020) к обсуждению возможности вклада СИ протонов в механизм излучения основной фазы всплеска. От GRB 090510 была зарегистрирована высокоэнергичная компонента излучения (до 10 ГэВ), отстающая на 0.1 с от компоненты Банда (Акерман и др., 2010). Для объяснения наблюдений черенковским телескопом MAGIC послесвечения GRB 190114C в диапазоне энергий 0.2–1 ТэВ модель протонного СИ предложена Исравель и др. (2023), причем рентгеновское излучение в ней обусловлено СИ лептонов. Наконец, Жанг и др. (2023) обсуждали СИ протонов как реалистичную модель излучения яркого всплеска GRB 220910A. Для прояснения вопроса о механизмах формирования излучения всплесков необходимо дальнейшее исследование. Ниже мы рассматриваем в том числе и возможный вклад СИ протонов в случайных полях в наблюдаемые спектры.

В настоящей работе рассматривается гидродинамическая модель послесвечения всплеска на основе самоподобного решения задачи о распространении релятивистской оболочки в окружающую среду (Бландфорд, МакКи, 1976), для которой рассчитывается СИ электронов и протонов, с учетом турбулентности магнитного поля. Также рассчитывается обратное комптоновское излучение. Показано, что турбулентное магнитное поле может сильно повлиять на спектр СИ, продлив его в область высоких энергий за пределы ограничений модели однородного по амплитуде поля.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА НА СТАДИИ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ

При взрывном энерговыделении в источнике гамма-всплеска формируются релятивистские джеты (джет), распространяющиеся в окружающую холодную среду. В результате образуются релятивистские ударные волны (УВ), распространяющиеся в окружающую среду и вглубь джета. Наблюдатель, находящийся на луче джета, наблюдает усиление яркости излучения, по сравнению с

изотропным случаем, как за счет того, что основная часть энергии взрыва уходит в направлении джетов, так и за счет релятивистского эффекта Доплера. Механизм формирования джетов, как и механизм формирования излучения основной фазы гамма-всплеска, до конца пока не установлен. Процессы, происходящие при расширении горячих джетов в межзвездную среду, изучены существенно лучше. Считается, что в случае послесвечения излучающие частицы ускоряются на УВ. Модель гидродинамической эволюции потока вещества в джете рассматривается ниже в этом разделе вместе с процессами излучения.

2.1. Модель адиабатического расширения гамма-всплеска

В работе используется модель автомодельного адиабатического релятивистского расширения горячей сферически симметричной оболочки в холодную межзвездную среду (Бландфорд, Мак-Ки, 1976; Сари, 1997; Гранот и др., 1999а; Сари, Есин, 2001). Эволюция параметров плазмы в рамках модели определяется автомодельным параметром $\chi = 1 + 16\gamma_f^2 \frac{R-r}{R}$, где R — радиус УВ, r — расстояние от центра гамма-всплеска до рассматриваемого элемента плазмы, γ_f — гамма-фактор плазмы сразу за УВ в системе покоя внешней среды; $\gamma_f = \Gamma/\sqrt{2}$, где Γ — гамма-фактор самой УВ. Автомодельное решение имеет вид

$$n' = 4\gamma_f n_0 \chi^{-5/4}, \quad e' = 4\gamma_f^2 n_0 m_p c^2 \chi^{-17/12}, \quad (1)$$

$$\gamma = \gamma_f \chi^{-1/2}, \quad \Gamma^2 R^3 = \text{const.}$$

Здесь штрихом обозначены параметры рассматриваемого элемента плазмы в его собственной системе отсчета — концентрация и плотность энергии, γ — гамма-фактор элемента плазмы, n_0 — концентрация в окружающем пространстве. Для водородной плазмы концентрации электронов и протонов равны $n'_e = n'_p = n'$.

Время прихода фотона к наблюдателю T , отсчитанное от начала всплеска (для наблюдателя), можно выразить через время излучения и координаты излучающего элемента как

$$T_z = \frac{T}{1+Z} = t - \frac{r\mu}{c}. \quad (2)$$

Здесь Z — космологическое красное смещение, t — время всплеска в его системе отсчета, причем 0 соответствует началу всплеска, r — расстояние от прародителя всплеска, $\mu = \cos \theta$, угол θ отсчитывается от направления на наблюдателя. Учитывая что $\Gamma \propto R^{-3/2}$, из (2) можно получить границу области, из которой излучение приходит к наблюдателю в

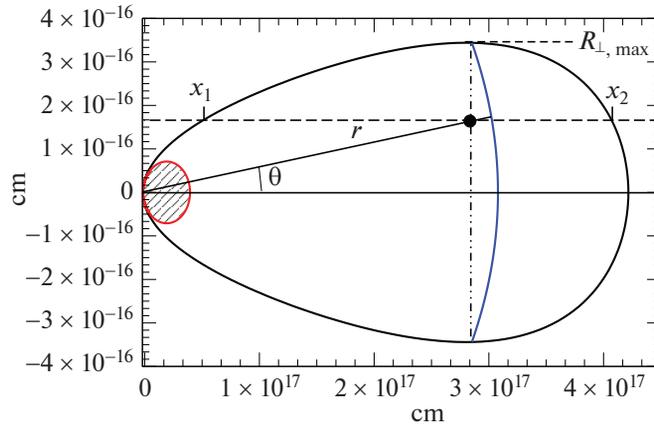


Рис. 1. На рисунке черным цветом изображена граница области, из которой излучение приходит к наблюдателю в момент времени $T_z = 1$ день. Масштаб вдоль оси Oy увеличен. Всплеск произошел в начале координат, ось Ox направлена на наблюдателя. Красным показана граница области неприменимости автомодельного решения. Черным кружком показан элемент плазмы с координатами r, θ , излучение которого в момент времени t наблюдатель видит в момент времени T . Излучение, испущенное в момент времени t от всех точек (штрихпунктирная линия), приходит к наблюдателю одновременно. Синей кривой схематически показано положение УВ с радиусом $R \approx ct$ в момент времени t . Автомодельный параметр $\chi = 1 + 16\gamma_f^2 \frac{R-r}{R}$. Штриховой прямой показан луч зрения, пересекающий область излучения в точках с координатами x_1, x_2 — пределами интегрирования в формуле (5). Также отмечен максимальный видимый радиус области излучения $R_{\perp, \max}$.

момент времени T (Γ зависит от R , см., например, Гранот и др., 1999a):

$$R = \frac{cT_z}{1 - \mu + \frac{1}{8\Gamma^2}}. \quad (3)$$

В работе моделируется гамма-всплеск с энергосодержанием 10^{52} эрг, находящийся на расстоянии $D_L = 1$ Мпк, и расширяющийся в однородную холодную среду с $n_0 = 3 \text{ см}^{-3}$. Возможные альтернативные модели внешней среды не рассматриваются в настоящей работе. На рис. 1 изображена граница области, из которой излучение приходит к наблюдателю в момент времени $T = 1$ день. Поскольку согласно уравнению (1) γ падает с ростом χ , на некотором расстоянии за ударной волной будет нарушаться предположение о релятивистском движении вещества. Эта область на рисунке показана штриховкой. Формирование нетепловых спектров частиц и генерация магнитного поля моделируются посредством соотношений $e'_e = \epsilon_e e'$, $e'_p = \epsilon_p e'$, $e'_B = B'^2/8\pi = \epsilon_B e'$, связывающих в системе покоя плазмы плотность энергии в популяциях нетепловых электронов, протонов и в магнитном поле, с полной плотностью энергии, а также концентрацию нетепловых частиц с полной концентрацией $n'_e = \epsilon_{ne} n'$, $n'_p = \epsilon_{np} n'$ (Сари, 1997; Гранот и др., 1999a,b; Сари, Есин, 2001). Модельные коэффициенты связи ϵ считаются константами. Для моделируемого в статье гамма-всплеска их значения полагались: $\epsilon_e = \epsilon_p = 0.3$, $\epsilon_{ne} = \epsilon_{np} = 0.125$, $\epsilon_B = 0.014$. Магнитное поле в данной статье предполагается случайным и изотропным, но

моделирование может быть проведено для любой заданной конфигурации поля (Гранот и др., 1999b). Функции распределения нетепловых электронов и протонов, ускоренных в релятивистских течениях гамма-всплесков, обсуждались в работе (Быков и др., 2012b). Здесь, имея целью выяснение влияния случайных магнитных полей на излучение, мы рассмотрели модельные, изотропные по питч-углам и степенные по энергии распределения $f_e(\gamma_e) = K_e \gamma_e^{-p}$, $f_p(\gamma_p) = K_p \gamma_p^{-p}$, расчеты выполнялись для значения показателя $p = 2.5$. Минимальные значения Лоренц-фактора и величины K определяются из условий нормировок для плотности частиц и энергии:

$$\gamma_{\min} = \frac{p-2}{p-1} \frac{\epsilon e'}{\epsilon_n n' m c^2}, \quad (4)$$

$$K = (p-1) \epsilon_n n' \gamma_{\min}^{p-1}.$$

В формулу (4) нужно подставить соответствующие значения коэффициентов ϵ , ϵ_n и массы для электронов и протонов. Максимальное значение γ_e в элементе плазмы, только что пересекшим УВ, ограничивается синхротронными потерями — $\gamma_{e, \max} = \sqrt{\frac{3\pi e}{\sigma_T B'}}$ (Гильберт и др., 1983; Микели, Нава, 2022), e — заряд электрона, $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2$ — томсоновское сечение. Для протонов $\gamma_{p, \max} = \frac{m_p}{m_e} \gamma_{e, \max}$. По мере удаления от УВ наиболее энергичные электроны будут тормозиться за счет синхротронных потерь $\dot{\gamma}_e =$

$= -\frac{\sigma_T \gamma_e^2 B'^2}{6\pi m_e c}$ (Гинзбург, Сыроватский, 1965) и максимальная энергия степенного распределения станет $\gamma_{e,cool} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \int B'^2 dt'}$. Для протонов $\gamma_{p,cool} = \frac{6\pi m_p^3 c}{\sigma_T m_e^2 \int B'^2 dt'}$. В исследуемом диапазоне энергий, близких к максимальным, синхротронные потери доминируют над адиабатическими и потерями на обратное комптоновское излучение. Последние оказываются сильно подавлены в пределе Клейна–Нишины.

2.2. Моделирование излучения гамма-всплеска

Спектр излучения вычисляется интегрированием коэффициента излучения j_ν по излучающей области в локальной космологической системе всплеска с учетом того, что одновременно приходящие к наблюдателю фотоны излучаются в разных точках на луче зрения в разные моменты времени. Связь частоты и коэффициента излучения в собственной системе релятивистски движущейся плазмы и в системе удаленного наблюдателя осуществляется с помощью эффекта Доплера, определяющего преобразование частот $\nu' = \nu \gamma (1 - \beta \mu_\nu)$, и лоренц-инвариантной величины $j_\nu/\nu^2 = inv$. Здесь $\gamma, \beta = v/c$ — гамма-фактор и обезразмеренная скорость элемента плазмы, μ_ν — косинус угла между скоростью плазмы и направлением на наблюдателя в его системе отсчета. Выражение для потока излучения, приходящего на детектор, имеет вид

$$F_\nu = \frac{2\pi(1+Z)}{D_l^2} \int_0^{R_{\perp,max}} r_\perp dr_\perp \times \quad (5)$$

$$\times \int_{x_1}^{x_2} \frac{j'_{\nu'}(r_\perp, l; \nu' = \nu_z \gamma (1 - \beta \mu_\nu), T_z = t - \frac{r_\mu}{c})}{\gamma^2 (1 - \beta \mu_\nu)^2} dl.$$

Величины ν_z, T_z относятся к космологической системе всплеска, величины $\nu = \nu_z / (1 + Z), T = (1 + Z) T_z$ — к космологической системе наблюдателя. Пределы интегрирования $R_{\perp,max}, x_1$ и x_2 вычисляются численно на основе уравнений (1), (3) и показаны на рис. 1.

2.2.1. Синхротронное излучение электронов. Формулы для описания СИ электронов были получены в работах Гинзбурга, Сыроватского (1965):

$$j'_{e,syn,\nu'} = \quad (6)$$

$$= \frac{\sqrt{3}e^3}{m_e c^2} \int d\gamma_e \frac{\nu'}{\nu'_c} \frac{f_e(\gamma_e)}{4\pi} B'_\perp \int_{\nu'/\nu'_c}^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta.$$

Здесь $\nu'_c = \frac{3eB'_\perp}{4\pi m_e c} \gamma_e^2, \int f_e(\gamma_e) d\gamma_e = n'_e, \mathbf{B}'_\perp$ — перпендикулярная лучу зрения компонента магнитного поля. Для хаотического изотропно ориентированного поля в среднем $B'^2_\perp = \frac{2}{3} B'^2$. Максимум излучения происходит на частоте $\nu' \approx 0.29\nu'_c$.

Оценка на максимальный лоренц-фактор электрона имеет вид $\gamma_{e,max} = \sqrt{\frac{3\pi e}{\sigma_T B'}}$ (Гильберт и др., 1983; Микели, Нава, 2022) и максимальную частоту СИ электронов в системе покоя плазмы можно оценить как $\nu'_{e,max} \sim 0.6 \frac{e^2}{m_e c \sigma_T} \sim 30$ МэВ.

2.2.2. Комптоновское излучение на собственных синхротронных фотонах. Взаимодействие ускоренных частиц с фотонами в общем случае является сложным явлением, включающим в себя однократное и многократное рассеяние фотонов на электронах, обратное комптоновское рассеяние, образование вторичных электрон-позитронных пар. В такой постановке задача рассматривалась в рамках однозонной модели в работе Деришева (2020). В рамках многозонной модели такое рассмотрение оказывается чрезмерно усложненным, поэтому используется модель однократных комптоновских рассеяний на синхротронных фотонах (Сари, Есин, 2001). В работе Блюментал, Голд (1970) приведены формулы для комптоновского излучения при однократном рассеянии, применимые в том числе в пределе Клейна–Нишины:

$$j'_{SSC,\nu'} = \quad (7)$$

$$= \int d\gamma_e \frac{c f_e(\gamma_e)}{4\pi} \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} \frac{3\sigma_T \varepsilon'_1 n'_{ph}(\varepsilon')}{4\gamma_e^2} \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} \times$$

$$\times \left[2q \ln(q) + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_\varepsilon q)^2}{1 + \Gamma_\varepsilon q} (1 - q) \right].$$

Здесь $\varepsilon', \varepsilon'_1$ — энергии фонового и рассеянного фотонов в системе покоя плазмы, $n'_{ph}(\varepsilon')$ — распределение фоновых фотонов в системе покоя плазмы, $\Gamma_\varepsilon = 4\varepsilon' \gamma_e / m_e c^2, q = 1/\Gamma_\varepsilon (\gamma_e m_e c^2 / \varepsilon'_1 - 1)$, пределы интегрирования $\varepsilon_{min} = m_e c^2 / 4(\gamma_e m_e c^2 / \varepsilon'_1 - 1), \varepsilon_{max} = \gamma_e m_e c^2 / (\gamma_e m_e c^2 / \varepsilon'_1 - 1)$. Аналогично работе Сари, Есин (2001) мы трансформировали пришедший к наблюдателю спектр СИ в область излучения, вычислили локальные значения $j'_{SSC,\nu'}$ и проинтегрировали их согласно (5). Таким образом, в работе получена усредненная оценка потока комптоновского излучения на собственных синхротронных фотонах. Максимальные энергии фотонов комптоновского излучения в системе покоя плазмы ограничены максимальной энергией

ускоренных электронов, а фотонов СИ электронов ею определяются (и не превосходят).

2.2.3. Синхротронное излучение протонов. Формула для СИ протонов может быть получена из выражения (6) заменой m_e на m_p , γ_e на γ_p и f_e на f_p . Поскольку оценка на максимальный Лоренц-фактор протона имеет вид $\gamma_{p,\max} = \frac{m_p}{m_e} \sqrt{\frac{3\pi e}{\sigma_T B'}}$, максимальную частоту СИ протонов в системе покоя плазмы можно оценить как $\nu'_{p,\max} = \frac{m_p}{m_e} \nu'_{e,\max} \sim 0.6 \frac{m_p}{m_e} \frac{e^2}{m_e c \sigma_T} \sim 60$ ГэВ.

2.2.4. Синхротронное излучение в турбулентном магнитном поле. Максимальные энергии СИ протонов и электронов ограничены достаточно жесткими условиями, что является следствием синхротронных потерь. В турбулентной среде магнитное поле является случайной переменной. Если длина корреляции магнитного поля меньше гирорадиуса, то максимальные энергии ускоренных частиц ограничены среднеквадратичной величиной магнитного поля. Максимальные энергии излучения при этом будут определяться локальным значением поля и будут превышать полученные ранее ограничения в $B_{\max}/\sqrt{\langle B^2 \rangle}$ раз, где $\langle \rangle$ обозначают усреднение по ансамблю. Спектр излучения в области высоких энергий будет зависеть от распределения вероятностей амплитуды магнитного поля $P(B')$ и может быть рассчитан по формуле

$$j'_{\text{syn},\nu'} = \int_0^{\infty} P(B') j'_{\text{syn},B',\nu'} dB'.$$

Здесь $j'_{\text{syn},B',\nu'}$ — локальный коэффициент СИ согласно уравнению (6). Подобное описание ранее применялось для исследования влияния магнитной турбулентности на спектры излучения от пульсарной туманности (Быков и др., 2012а).

Моделирование проводилось для следующих распределений $P(B)$ (ниже в этом разделе у локальных переменных среды опускается штрих):

$$P_{\text{gauss}}(B) = \frac{4\pi B^2 \exp\left(-\frac{B^2}{2\sigma_B^2}\right)}{(\sigma_B \sqrt{2\pi})^3}, \quad \sigma_B = \sqrt{\frac{\langle B^2 \rangle}{3}},$$

$$P_{\text{exp}}(B) = \frac{a^3 B^2 \exp(-aB)}{2}, \quad a = \sqrt{\frac{12}{\langle B^2 \rangle}},$$

$$P_{\text{pow}}(B) = \frac{B^2}{C_0 B_0^3 \left(1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^2\right)^\kappa}, \quad B_0 = \sqrt{\frac{\langle B^2 \rangle C_0}{C_1}},$$

$$C_0 = \int_0^{\infty} \frac{x^2 dx}{(1+x^2)^\kappa}, \quad C_1 = \int_0^{\infty} \frac{x^4 dx}{(1+x^2)^\kappa}.$$

Первое распределение получается для амплитуды поля, если все его проекции распределены по одинаковому нормальному закону. Второе и третье распределения являются его обобщениями на экспоненциальное и степенное распределение. Выполняются соотношения нормировки:

$$\int_0^{\infty} P(B) dB = 1, \quad \int_0^{\infty} B^2 P(B) dB = \langle B^2 \rangle, \quad \kappa > 2.5.$$

Следует отметить, что для степенного распределения магнитного поля спектр СИ, на частотах выше максимальной для моноамплитудного поля, будет степенным и формально будет продолжаться до максимальной энергии излучающих частиц. Фактически же он будет ограничиваться значением максимального реализующегося в турбулентной среде поля на частотах $\nu_{\max} = \nu_{\max,B=\text{const}} B_{\max}/\sqrt{\langle B^2 \rangle}$. Показатель степени может быть легко определен в δ -приближении, в котором интенсивность излучения предполагается $\sim \delta(\nu' - 0.29\nu'_c)$, и равен $2\kappa - 4 > 1$. Численные расчеты подтверждают эту оценку.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 приведены результаты моделирования спектров для послесвечения модельного гамма-всплеска с описанными в разделе 2 параметрами. Синхротронные спектры электронов подвержены сильному влиянию синхротронных потерь, частицы успевают охладиться в области излучения, поэтому эффективный спектр их распределения по энергии, усредненный по лучу зрения, оказывается равен $p + 1$, и соответственно спектр электронного синхротрона F_ν имеет степенную асимптотику $p/2$. В то же время протоны менее подвержены синхротронным потерям и не успевают охладиться существенно в области излучения, так что их спектр имеет стандартную асимптотику $(p - 1)/2$. При $\kappa \leq 3$ асимптотика $1/\nu^{2\kappa-4}$ является достаточно медленно падающей и потенциально позволяет объяснить регистрацию фотонов с энергиями выше максимальной для электронного синхротрона, если в плазме реализуются достаточно сильные превышения поля над средним. Максимальные энергии комптоновского излучения ограничены максимальной энергией электронов, а максимальные энергии СИ электронов ею определяются.

4. ДИСКУССИЯ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы достигнут значительный успех в локализации гамма-всплесков, что для некоторых всплесков позволило провести их наблюдение

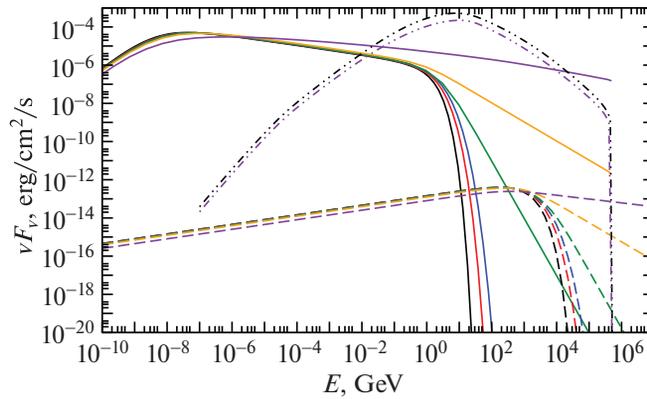


Рис. 2. Результаты моделирования спектра гамма-всплеска через 1 день после вспышки. Сплошными, пунктирными и штрихпунктирными кривыми показаны спектры СИ электронов, СИ протонов и обратного комптоновского излучения соответственно. Черным, красным и синим цветом показаны спектры, рассчитанные для случаев однородного по амплитуде магнитного поля и магнитного поля, распределенного по гауссовому и экспоненциальному законам. Зеленым, оранжевым и фиолетовым показаны спектры, полученные для случая степенного распределения поля, для значений $\kappa = 4, 3, 2.6$. Все спектры обратного комптоновского излучения, кроме случая степенного распределения амплитуды поля с $\kappa = 2.6$ (фиолетовая кривая), с разрешением рисунка сливаются в одну кривую, показанную черным цветом.

различными приборами в разных спектральных диапазонах. Наблюдения показали, что от части гамма-всплесков на этапе послесвечения наблюдается излучение на энергиях выше 100 ГэВ, что лежит далеко за пределами стандартной модели СИ электронов. Проведенное нами исследование влияния турбулентного магнитного поля на спектр СИ показало, что оно может быть значительным. Так, степенное распределение вероятности амплитуды магнитного поля с асимптотикой $\sim B^{2-2\kappa}$ до максимального поля B_{\max} приводит к тому, что спектр СИ в локальной системе отсчета имеет степенную асимптотику в области частот $\nu_{\max} < \nu < \min(E_{\max}, \nu_{\max} B_{\max}/B_{av})$, где B_{av} — среднеквадратичное поле, E_{\max} — максимальная энергия излучающих ускоренных частиц, ν_{\max} — максимальная частота синхротронных фотонов в модели однородного по амплитуде поля. Это проиллюстрировано на рис. 2, при этом максимальное магнитное поле считалось неограниченным. Для значения $\epsilon_B = 0.014$, если предположить отсутствие флуктуаций плотности энергии e' в джете, можно оценить отношение $B_{\max}/B_{av} \lesssim 1/\sqrt{\epsilon_B} \sim 10$. В случае флуктуаций e' , или при меньших значениях величины ϵ_B , ограничение на B_{\max}/B_{av} ослабевает. Для рассчитанной модели гамма-всплеска излучение в диапазоне 100 ГэВ—100 ТэВ доминируется обратным комптоновским рассеянием на собственном СИ. Отношение потока СИ электронов и протонов на максимальных энергиях для рассмотренной модели оказывается велико. Однако при некоторых условиях относительная роль СИ протонов в общем спектре может быть повышена. Например, в работе Жанга и др. (2023) рассматривались различные степени спектров ускоренных электронов

(2.6) и протонов (2.0), что существенно повышает вклад СИ протонов в общий спектр. Также в работе Бегу и др. (2022) обсуждалось влияние эффекта Бете—Гайтлера рождения вторичных электрон-позитронных пар, энергии которых не ограничены электронными синхротронными потерями, что позволяет при некоторых условиях существенно увеличить интенсивность СИ в фазе всплеска.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания. Работа по моделированию и расчетам спектров Ю.А. Уварова поддержана грантом РФФ 21-12-00250. Работа А.М. Быкова по анализу механизмов излучения поддержана темой госзадания ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0025. Часть расчетов была выполнена на суперкомпьютерах МСЦРАН и системе Торнадо суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского Политехнического Университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агаронян и др. (F. Aharonian, F. Ait Benkhali, J. Aschersleben, H. Ashkar, M. Backes, A. Baktash, V. Barbosa Martins, R. Batzofin, et al.), *Astrophys. J.* **946**, L27 (2023).
2. Акерман и др. (M. Ackermann, K. Asano, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M.G. Baring, et al.), *Astrophys. J.* **716**, 1178 (2010).
3. Аптекарь Р.Л., Быков А.М., Голенецкий С.В., Фредерикс Д.Д., Свинкин Д.С., Уланов М.В., Цветкова А.Е., Козлова А.В. и др., *Успехи физ. наук* **189** 785 (2019) [R.L. Aptekar, A.M. Bykov, S.V. Golenetskii, D.D. Frederiks, D.S. Svinkin, M.V. Ulanov, A.E. Tsvetkova, A.V. Kozlova, et al., *Physics Uspekhi* **62**, 739 (2019)].

4. Бегу и др. (D. Bégué, F. Samuelsson, and A. Pe'er), *Astrophys. J.* **937**, 101 (2022).
5. Бландфорд, МакКи (R.D. Blandford and C.F. McKee), *Phys. Fluid.* **19**, 1130 (1976).
6. Блюментал, Голд (G.R. Blumenthal and R.J. Gould), *Rev. Modern Phys.* **42**, 237 (1970).
7. Быков и др. (A.M. Bykov, G.G. Pavlov, A.V. Artemyev, and Yu.A. Uvarov), *MNRAS* **421**, L67 (2012a).
8. Быков и др. (A.M. Bykov, N. Gehrels, H. Krawczynski, M. Lemoine, G. Pelletier, and M. Pohl), *Space Sci. Rev.* **173**, 309 (2012b).
9. Гизелини и др. (G. Ghisellini, G. Ghirlanda, G. Oganessian, S. Ascenzi, L. Nava, A. Celotti, O.S. Salafia, M.E. Rivasio, et al.), *Astron. Astrophys.* **636**, A82 (2020).
10. Гильберт и др. (P.W. Guilbert, A.C. Fabian, and M.J. Rees), *MNRAS* **205**, 593 (1983).
11. Гинзбург, Сыроватский (V.L. Ginzburg and S.I. Syrovatskii), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **3**, 297 (1965).
12. Гранот и др. (J. Granot, T. Piran, and R. Sari), *Astrophys. J.* **513**, 679 (1999a).
13. Гранот и др. (J. Granot, T. Piran, and R. Sari), *Astrophys. J.* **527**, 236 (1999b).
14. Деришев Е.В., Известия высших учебных заведений. Радиофизика **63(11)** 958 (2020)[E.V. Derishev, *Radiophysics and Quantum Electronics* **63**, 862 (2021)].
15. Жанг и др. (B.T. Zhang, K. Murase, K. Ioka, D. Song, C. Yuan, and Péter Mészáros), *Astrophys. J.* **947**, L14 (2023).
16. Исравель и др. (H. Isravel, A. Pe'er, and D. Bégué), *Astrophys. J.* **955**, 70 (2023).
17. Клебесадел и др. (R.W. Klebesadel, I.B. Strong, and R.A. Olson), *Astrophys. J.* **182**, L85 (1973).
18. Коста и др. (E. Costa, F. Frontera, J. Heise, M. Feroci, J. in't Zand, F. Fiore, M.N. Cinti, D. Dal Fiume, et al.), *Nature* **387**, 783 (1997).
19. Кулкарни и др. (S.R. Kulkarni, S.G. Djorgovski, A.N. Ramaprakash, R. Goodrich, J.S. Bloom, K.L. Adelberger, T. Kundic, L. Lubin, et al.), *Nature* **393**, 35 (1998).
20. Мазец Е.П., Голенецкий С.В., Ильинский В.Н., Гурьян Ю.А., Харитонов Т.В., Письма в ЖЭТФ **20**, 77 (1974)[E.P. Mazets, S.V. Golenetskii, V.N. Ilinskii, Yu.A. Gurian, and T.V. Kharitonova, *ZhETF Pisma Redaktsiiu* **20**, 77 (1974)].
21. Метцгер и др. (M.R. Metzger, S.G. Djorgovski, S.R. Kulkarni, C.C. Steidel, K.L. Adelberger, D.A. Frail, E. Costa, and F. Frontera), *Nature* **387**, 878 (1997).
22. Миган и др. (C.A. Meegan, G.J. Fishman, R.B. Wilson, W.S. Paciesas, G.N. Pendleton, J.M. Horack, M.N. Brock, and C. Kouveliotou), *Nature* **355**, 143 (1992).
23. Микели, Нава. (D. Miceli and L. Nava), *Galaxies* **10**, 66 (2022).
24. Нода, Парсонс (K. Noda and R.D. Parsons), *Galaxies* **10**, 7 (2022).
25. Оганесян и др. (G. Oganessian, L. Nava, G. Ghirlanda, and A. Celotti), *Astrophys. J.* **846**, 137 (2017).
26. Парадис и др. (J. van Paradijs, P.J. Groot, T. Galama, C. Kouveliotou, R.G. Strom, J. Telting, R.G.M. Rutten, G.J. Fishman, et al.), *Nature* **386**, 686 (1997).
27. Сари (R. Sari), *Astrophys. J.* **489**, L37 (1997).
28. Сари, Есин (R. Sari and A.A. Esin), *Astrophys. J.* **548**, 787 (2001).
29. Флору и др. (I. Florou, M. Petropoulou, and A. Mastichiadis), *MNRAS* **505**, 1367 (2021).
30. Фрэйл и др. (D.A. Frail, S.R. Kulkarni, L. Nicastro, M. Feroci, and G.B. Taylor), *Nature* **389**, 261 (1997).